

Современный
Гуманитарный
Университет

Дистанционное образование

0619.07.03; 1

Рабочий учебник

Фамилия, имя, отчество _____

Факультет _____

Номер контракта _____

ФИЗИКА

ЮНИТА 7

ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВЫХ СТАТИСТИК
И КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Москва 2002

Рекомендовано Министерством
образования Российской Федерации
в качестве учебного пособия для
студентов высших учебных заведений

КУРС: ФИЗИКА

Юнита 1. Механика.

Юнита 2. Основы молекулярной физики и термодинамики.

Юнита 3. Электричество и электромагнетизм.

Юнита 4. Колебания и волны.

Юнита 5. Оптика.

Юнита 6. Основы квантовой механики и атомной физики.

Юнита 7. Элементы квантовых статистик и квантовой физики
твердого тела.

Юнита 8. Физика атомного ядра и элементарных частиц.

ЮНИТА 7

В юните рассмотрены основы квантовых статистик Ферми–Дирака и Бозе–Эйнштейна и их применения к вырожденному электронному газу в металлах, к равновесному тепловому излучению и фотонному газу в кристаллах. Дается объяснение сверхпроводимости и связанным с ней эффектам.

С точки зрения зонной теории объясняются свойства металлов, полупроводников, диэлектриков и явления, возникающие при контакте между ними.

Для студентов Современного Гуманитарного Университета

Юнита соответствует профессиональной образовательной программе №3

ОГЛАВЛЕНИЕ

ДИДАКТИЧЕСКИЙ ПЛАН	5
ЛИТЕРАТУРА	6
ПЕРЕЧЕНЬ УМЕНИЙ	7
ТЕМАТИЧЕСКИЙ ОБЗОР	8
Глава 1. Квантовые статистики	8
§ 1. Общие сведения о квантовых статистиках	8
§ 2. Функции распределения	9
2.1. Функция распределения Бозе–Эйнштейна	10
2.2. Функция распределения Ферми–Дирака	10
2.3. Вырождение системы частиц, описываемых	
квантовыми статистиками	11
§ 3. Некоторые свойства вырожденного электронного газа	
в металлах	12
§ 4. Фотонный газ в замкнутой полости	14
§ 5. Теплоемкость твердых тел.	15
Глава 2. Элементы квантовой теории металлов	18
§ 6. Понятие о квантовой теории электропроводности	
металлов	18
§ 7. Сверхпроводимость.	19
§ 8. Некоторые магнитные свойства сверхпроводников	21
§ 9. Понятие об эффектах Джозефсона	23
§ 10. Квантование магнитного потока (макроскопический	
квантовый эффект)	24
§ 11. Применение сверхпроводимости в науке и технике	25
Глава 3. Зонная теория твердых тел	27
§ 12. Исходные представления зонной теории твердых тел	27
§ 13. Энергетические зоны в кристаллах в приближении	
сильной связи	28
§ 14. Металлы, диэлектрики и полупроводники	31
§ 15. Собственная проводимость полупроводников	33
§ 16. Примесная проводимость полупроводников	38
§ 17. Фотопроводимость полупроводников	42
§ 18. Люминесценция твердых тел	44
Глава 4. Контактные явления	48
§ 19. Контакт двух металлов	48
§ 20. Термоэлектрические явления и их применение	50
20.1. Явление Зеебека	50
20.2. Явление Пелтье	52
20.3. Явление Томсона	53

§ 21. Контакт металла с полупроводником	54
§ 22. Контакт электронного и дырочного полупроводников (р-п-переход)	56
ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ	64
ТРЕНИНГ УМЕНИЙ.....	66
ГЛОССАРИЙ*	

* Глоссарий расположен в середине учебного пособия и предназначен для самостоятельного заучивания новых понятий.

ДИДАКТИЧЕСКИЙ ПЛАН

Квантовые статистики: Общие сведения о квантовых статистиках. Функция распределения Ферми–Дирака. Функция распределения Бозе–Эйнштейна. Вырождение системы частиц, описываемых квантовыми статистиками. Некоторые свойства вырожденного электронного газа в металлах. Фотонный газ в замкнутой полости. Теплоемкость твердых тел.

Элементы квантовой теории металлов: Понятие о квантовой теории электропроводности металлов. Сверхпроводимость. Некоторые магнитные свойства сверхпроводников. Понятие об эффектах Джозефсона. Квантование магнитного потока (макроскопический квантовый эффект). Применение сверхпроводимости в науке и технике.

Зонная теория твердых тел: Исходные представления зонной теории твердых тел. Энергетические зоны в кристаллах в приближении сильной связи. Металлы, диэлектрики и полупроводники. Собственная проводимость полупроводников. Примесная проводимость полупроводников. Фотопроводимость полупроводников.

Контактные явления: Контакт двух металлов. Контакт металла с полупроводником. Контакт электронного и дырочного полупроводников (p - n -переход).

ЛИТЕРАТУРА

Базовая

1. Трофимова Т.И. Курс физики. М., Высшая школа. 2000.
2. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. М., Высшая школа. 2000.

Дополнительная

3. Бабаджан Е.И., Гервидс В.И., Дубовик В.М., Нерсесов Э.А. Сборник качественных вопросов и задач по общей физике. М., Наука. 1990.
4. Иродов И.Е. Квантовая физика. М., Лаборатория Базовых Знаний, 2001.
5. Савельев И.В. Курс общей физики. Книга 5. М., Наука. 1998.
7. Стрелков С.П., Сивухин Д.В., Угаров В.А., Яковлев И.А. Сборник задач по общему курсу физики. Т.6. Квантовая физика. М., Наука. 1999.

ПЕРЕЧЕНЬ УМЕНИЙ

№ п/п	Умение	Алгоритм
1	Определить тип проводимости полупроводника	1. Определить собственный или примесный полупроводник. 2. Для примесного полупроводника определить валентность примеси. 3. Сделать вывод о типе проводимости.

ГЛАВА 1. КВАНТОВЫЕ СТАТИСТИКИ

§ 1. Общие сведения о квантовых статистиках

Квантовая статистика – раздел статистической физики, исследующий системы, которые состоят из огромного числа частиц, подчиняющихся законам квантовой механики.

В отличие от исходных положений классической статистической физики, в которой тождественные частицы различимы (частицу можно отличить от всех таких же частиц), квантовая статистика основывается на принципе неразличимости тождественных частиц. При этом оказывается, что коллективы частиц с целым и полуцелым спинами подчиняются разным статистикам.

Пусть система состоит из N частиц. Введем в рассмотрение многомерное пространство всех координат и импульсов частиц системы. Тогда состояние системы определяется заданием $6N$ переменных, так как состояние каждой частицы определяется тройкой координат x, y, z и тройкой соответствующих проекций импульса p_x, p_y, p_z . Соответственно число “взаимно перпендикулярных” координатных осей данного пространства равно $6N$. Это $6N$ -мерное пространство называется фазовым пространством. Каждому микросостоянию системы отвечает точка в $6N$ -мерном фазовом пространстве, так как задание точки фазового пространства означает задание координат и импульсов всех частиц системы. Разобьем фазовое пространство на малые $6N$ -мерные элементарные ячейки объемом $dqdp = dq_1 dq_2 \dots dq_{3N} dp_1 dp_2 \dots dp_{3N}$, где q – совокупность координат всех частиц, p – совокупность проекций их импульсов. Корпускулярно-волновой дуализм свойств вещества и соотношение неопределенностей Гейзенберга приводят к выводу, что объем элементарной ячейки (он называется фазовым объемом) не может быть меньше чем h^3 (h – постоянная Планка).

Вероятность dW данного состояния системы можно представить с помощью функции распределения $f(q, p)$:

$$dW = f(q, p) dqdp. \quad (1.1)$$

Здесь dW – вероятность того, что точка фазового пространства попадет в элемент фазового объема $dqdp$, расположенного вблизи данной точки q, p . Иными словами, dW представляет собой вероятность того, что система находится в состоянии, в котором ее координаты и импульсы заключены в интервале $q, q+dq$ и $p, p+dp$.

Согласно формуле (1.1), функция распределения есть не что иное, как плотность вероятности определенного состояния системы. Поэтому она должна быть нормирована на единицу:

$$\int f(q, p) dq dp = 1,$$

где интегрирование производится по всему фазовому пространству.

Зная функцию распределения $f(q, p)$, можно решить **основную задачу квантовой статистики** – определить средние значения величин, характеризующих рассматриваемую систему. Среднее значение любой функции

$$\langle L(q, p) \rangle = \int L(q, p) f(q, p) dq dp. \quad (1.2)$$

Если иметь дело не с координатами и импульсами, а с энергией, которая квантуется, то состояние системы характеризуется не непрерывной, а дискретной функцией распределения.

Явное выражение функции распределения в самом общем виде получил американский физик Д. Гиббс (1839–1903). Оно называется каноническим распределением Гиббса. В квантовой статистике каноническое распределение Гиббса имеет вид

$$f(E_n) = A e^{-E_n/(kT)}, \quad (1.3)$$

где A – постоянная, определяемая из условия нормировки к единице, n – совокупность всех квантовых чисел, характеризующих данное состояние. Подчеркнем, что $f(E_n)$ есть именно вероятность данного состояния, а не вероятность того, что система имеет определенное значение энергии E_n , так как данной энергии может соответствовать не одно, а несколько различных состояний (может иметь место вырождение).

§ 2. Функции распределения

Одним из важнейших “объектов” изучения квантовой статистики, как и классической, является идеальный газ. Это связано с тем, что во многих случаях реальную систему можно в хорошем приближении считать идеальным газом. Состояние системы невзаимодействующих частиц задается с помощью так называемых чисел заполнения N_i – чисел, указывающих степень заполнения квантового состояния (характеризуется данным набором i квантовых чисел) частицами системы, состоящей из многих тождественных частиц. Для систем частиц, образованных бозонами – частицами с нулевым или целым спином, числа заполнения могут принимать любые целые значения: 0, 1, 2,

Для систем частиц, образованных фермионами – частицами с полуцелым спином, числа заполнения могут принимать лишь два значения: 0 для свободных состояний и 1 для занятых. Сумма всех чисел заполнения должна быть равна числу частиц системы. Квантовая статистика позволяет подсчитать среднее число частиц в данном квантовом состоянии, т. е. определить средние числа заполнения $\langle N_i \rangle$.

2.1. Функция распределения Бозе–Эйнштейна

Идеальный газ из бозонов – бозе-газ – описывается квантовой статистикой Бозе–Эйнштейна. Распределение бозонов по энергиям вытекает из так называемого большого канонического распределения Гиббса (с переменным числом частиц) при условии, что число тождественных бозонов в данном квантовом состоянии может быть любым:

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(E_i - \mu)/(kT)} - 1}. \quad (2.1)$$

Это распределение называется **распределением Бозе–Эйнштейна**. Здесь $\langle N_i \rangle$ – среднее число бозонов в квантовом состоянии с энергией E_i , k – постоянная Больцмана, T – термодинамическая температура, μ – химический потенциал; μ не зависит от энергии, а определяется только температурой и плотностью числа частиц. Химический потенциал находится обычно из условия, что сумма всех $\langle N_i \rangle$ равна полному числу частиц в системе. Здесь $\mu \leq 0$, так как иначе среднее число частиц в данном квантовом состоянии отрицательно, что не имеет физического смысла. Он определяет изменение внутренней энергии системы при добавлении к ней одной частицы при условии, что все остальные величины, от которых зависит внутренняя энергия (энтропия, объем), фиксированы.

2.2. Функция распределения Ферми–Дирака

Идеальный газ из фермионов – ферми-газ – описывается квантовой статистикой Ферми – Дирака. Распределение фермионов по энергиям называется **распределением Ферми–Дирака** и имеет вид

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{(E_i - \mu)/(kT)} + 1} \quad (2.2)$$

где $\langle N_i \rangle$ – среднее число фермионов в квантовом состоянии с энергией E_i , μ – химический потенциал. В отличие от (2.1) μ может иметь положительное значение (это не приводит к отрицательным значениям чисел $\langle N_i \rangle$).

Если $e^{(E_i - \mu)/(kT)} \gg 1$, то распределения Бозе–Эйнштейна (2.1) и Ферми–Дирака (2.2) переходят в классическое распределение Максвелла–Больцмана:

$$\langle N_i \rangle = A e^{E_i/(kT)}, \quad (2.3)$$

где

$$A = e^{\mu/(kT)}. \quad (2.4)$$

Таким образом, при высоких температурах оба “квантовых” газа ведут себя подобно классическому газу.

2.3. Вырождение системы частиц, описываемых квантовыми статистиками

Вырожденная система частиц – система, свойства которой, существенным образом отличаются от свойств систем, подчиняющихся классической статистике. Поведение как бозе-газа, так и ферми-газа отличается от классического газа, они являются вырожденными газами. Вырождение газов становится существенным при весьма низких температурах и больших плотностях. Параметром вырождения называется величина A . При $A \ll 1$, т. е. при малой степени вырождения, распределения Бозе–Эйнштейна (2.1) и Ферми–Дирака (2.2) переходят в классическое распределение Максвелла–Больцмана (2.3).

Температурой вырождения T_0 называется температура, ниже которой отчетливо проявляются квантовые свойства идеального газа, обусловленные тождественностью частиц, т. е. T_0 – температура, при которой вырождение становится существенным. Если $T \gg T_0$, то поведение системы частиц (газа) описывается классическими законами.

§ 3. Некоторые свойства вырожденного электронного газа в металлах

Распределение электронов по различным квантовым состояниям подчиняется принципу Паули, согласно которому в одном состоянии не может быть двух одинаковых (с одинаковым набором четырех квантовых чисел) электронов, они должны отличаться какой-то характеристикой, например направлением спина. Следовательно, по квантовой теории, электроны в металле не могут располагаться на самом низшем энергетическом уровне даже при 0 К. Согласно принципу Паули, электроны вынуждены взбираться вверх “по энергетической лестнице”.

Электроны проводимости в металле можно рассматривать как идеальный газ, подчиняющийся распределению Ферми-Дирака (2.2).

Если μ_0 – химический потенциал электронного газа при $T = 0$ К, то, согласно (2.2), среднее число $\langle N(E) \rangle$ электронов в квантовом состоянии с энергией E равно

$$\langle N(E) \rangle = \frac{1}{e^{(E-\mu_0)/(kT)} + 1}. \quad (3.1)$$

Для фермионов (электроны являются фермионами) среднее число частиц в квантовом состоянии и вероятность заселенности квантового состояния совпадают, так как квантовое состояние либо может быть не заселено, либо в нем будет находиться одна частица. Это означает, что для фермионов

$$\langle N(E) \rangle = f(E),$$

где $f(E)$ – функция распределения электронов по состояниям.

Из (3.1) следует, что при $T = 0$ К функция распределения $\langle N(E) \rangle = 1$, если $E < \mu_0$, и $\langle N(E) \rangle = 0$, если $E > \mu_0$. График этой функции приведен на рис. 1, а. В области энергий от 0 до μ_0 функция $\langle N(E) \rangle = 1$ равна единице. При $E = \mu_0$ она скачкообразно изменяется до нуля. Это означает, что при $T = 0$ К все нижние квантовые состояния, вплоть до состояния с энергией $E = \mu_0$, заполнены электронами, а все состояния с энергией, большей μ_0 , свободны. Следовательно, μ_0 есть не что иное,

как максимальная кинетическая энергия, которую могут иметь электроны проводимости в металле при 0 К. Эта максимальная кинетическая энергия называется энергией Ферми и обозначается E_F ($E_F = \mu_0$). Поэтому распределение Ферми–Дирака обычно записывается в виде

$$\langle N(E) \rangle = \frac{1}{e^{(E-E_F)/(kT)} + 1}. \quad (3.2)$$

Наивысший энергетический уровень, занятый электронами, называется **уровнем Ферми**. Уровню Ферми соответствует энергия Ферми E_F , которую имеют электроны на этом уровне. Уровень Ферми, очевидно, будет тем выше, чем больше плотность электронного газа. Работу выхода электрона из металла нужно отсчитывать не от дна “потенциальной ямы”, как это делалось в классической теории, а от уровня Ферми, т. е. от верхнего из занятых электронами энергетических уровней.

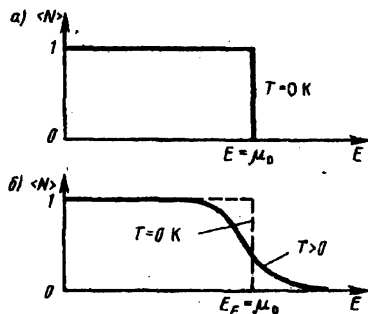


Рис. 1

Для металлов при не слишком высоких температурах выполняется неравенство $kT \ll E_F$. Это означает, что электронный газ в металлах практически всегда находится в состоянии сильного вырождения. Температура T_0 вырождения (см. § 2) находится из условия $kT_0 = E_F$. Она определяет границу, выше которой квантовые эффекты перестают быть существенными. Соответствующие расчёты показывают, что для электронов в металле $T_0 \approx 10^4$ К, т. е. для всех температур, при которых металл может существовать в твердом состоянии, электронный газ в металле вырожден.

При температурах, отличных от 0 К, функция распределения Ферми–Дирака (3.2) плавно изменяется от 1 до 0 в узкой области (порядка kT) в окрестности E_F (рис. 1, б). (Здесь же для сравнения пунктиром приведена функция распределения при $T = 0$ К.) Это объясняется тем,

что при $T > 0$ небольшое число электронов с энергией, близкой к E_F , возбуждается вследствие теплового движения и их энергия становится больше E_F . Вблизи границы Ферми при $E < E_F$ заполнение электронами меньше единицы, а при $E > E_F$ — больше нуля. В тепловом движении участвует лишь небольшое число электронов, например при комнатной температуре $T \approx 300$ К и температуре вырождения $T_0 = 3 \cdot 10^4$ К, — это 10^{-5} от общего числа электронов.

Если $(E - E_F) \gg kT$ ("хвост" функции распределения), то единицей в знаменателе (3.2) можно пренебречь по сравнению с экспонентой и тогда распределение Ферми–Дирака переходит в распределение Максвелла–Больцмана. Таким образом, при $(E - E_F) \gg kT$, т. е. при больших значениях энергии, к электронам в металле применима классическая статистика, в то же время, когда $(E - E_F) \ll kT$, к ним применима только квантовая статистика Ферми–Дирака.

§ 4. Фотонный газ в замкнутой полости,

С квантовой точки зрения тепловое излучение может быть рассмотрено как фотонный газ, заключенный в замкнутой полости. Фотонный газ является идеальным, так как в соответствии с принципом суперпозиции волн фотоны не взаимодействуют друг с другом. Фотон имеет целый спин $\hbar$, и поэтому фотонный газ подчиняется статистике Бозе–Эйнштейна. Последовательное применение этой статистики должно привести к формуле Планка.

Число фотонов в полости не сохраняется постоянным, а зависит от температуры. Равновесность излучения достигается за счет излучения и поглощения фотонов стенками полости. Так как μ (химический потенциал фотонного газа) равен нулю, функция распределения фотонного Бозе-газа может быть представлена так:

$$\langle N_i \rangle = \frac{1}{e^{E_i/(kT)} - 1}.$$

Параметр вырождения $A = e^{\mu/(kT)} = 1$, так что фотонный газ всегда вырожден. Об этом же говорит и температура вырожденного фотонного газа, которая равна бесконечности ($T_0 = \infty$).

Для фотонного газа энергия частицы $E = h\nu$, а импульс $p = h\nu/c = W/c$. Число фазовых ячеек размером h^3 в интервале энергий dW

$$dg = \frac{4\pi p^2 dp V}{h^3} = \frac{4\pi V}{h^3 c^3} E^2 dE$$

или

$$dg = \frac{4\pi V}{c^3} v^2 dv.$$

Найдем распределение фотонов по энергиям:

$$\frac{dn}{dE} = 2\langle N_i \rangle \frac{dg}{dE} = \frac{8\pi V E^2}{h^3 c^3} \frac{1}{e^{E_i/(kT)} - 1}. \quad (4.1)$$

Коэффициент 2 появляется в соответствии с двумя независимыми поляризациями излучения в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. От выражения (4.1) перейдем к распределению фотонов по частотам:

$$\frac{dn}{dv} = \frac{8\pi V v^2}{c^3} \frac{1}{e^{hv/(kT)} - 1}.$$

Теперь можно перейти к спектральной плотности объемной плотности энергии излучения $\rho = (v, T)$:

$$\rho(v, T) dv = hv \frac{dn}{V} = \frac{8\pi v^2}{c^3} \frac{hv}{e^{hv/(kT)} - 1}.$$

Спектральная плотность объемной плотности энергии излучения черного тела $\rho = (v, T)$ связана с испускательной способностью соотношением:

$$r_{v,T} = \frac{c}{4} \rho(v, T).$$

Это позволяет записать формулу Планка:

$$r_{v,T} = \frac{2\pi h v^3}{c^2} \frac{1}{e^{hv/(kT)} - 1}. \quad (4.2)$$

§ 5. Теплоемкость твердых тел

Квантовая статистика устранила трудности в объяснении зависимости теплоемкости газов (в частности, двухатомных) от температуры. Согласно квантовой механике, энергия вращательного движения молекул и энергия колебаний атомов в молекуле могут принимать лишь дискретные значения. Если энергия теплового движения значительно меньше разности энергий соседних уровней энергии ($kT \ll \Delta E$), то при столкновении молекул вращательные и колебательные степени свободы практически не возбуждаются. Поэтому при низких температурах поведение двухатомного газа подобно одноатомному.

Так как разность между соседними вращательными уровнями энергии значительно меньше, чем между колебательными, т. е. $\Delta E_{\text{вращ}} \ll \Delta E_{\text{кол}}$, то с ростом температуры возбуждаются вначале вращательные степени свободы, в результате чего теплоемкость возрастает; при дальнейшем росте температуры возбуждаются и колебательные степени свободы и происходит дальнейший рост теплоемкости.

Функции распределения Ферми–Дирака для $T = 0$ К и $T > 0$ заметно различаются (рис. 1) лишь в узкой области энергий (порядка kT). Следовательно, в процессе нагревания металла участвует лишь незначительная часть всех электронов проводимости. Этим и объясняется отсутствие заметной разницы между теплоемкостями металлов и диэлектриков, что не могло быть объяснено классической теорией.

Классическая теория не смогла объяснить также зависимость теплоемкости твердых тел от температуры, а квантовая статистика решила эту задачу. Так, А. Эйнштейн, приближенно считая, что колебания атомов кристаллической решетки независимы (модель кристалла как совокупности независимых колеблющихся с одинаковой частотой гармонических осцилляторов), создал качественную квантовую теорию теплоемкости кристаллической решетки. Она впоследствии была развита П. Дебаем, который учел, что колебания атомов в кристаллической решетке не являются независимыми (рассмотрел непрерывный спектр частот гармонических осцилляторов).

Рассматривая непрерывный спектр частот осцилляторов, П. Дебай показал, что основной вклад в среднюю энергию квантового осциллятора вносят колебания низких частот, соответствующих упругим волнам. Поэтому тепловое возбуждение твердого тела можно описать в виде упругих волн, распространяющихся в кристалле. Согласно

корпускулярно-волновому дуализму свойств вещества, упругим волнам в кристалле сопоставляют фононы, обладающие энергией $E = \hbar\omega$.

Фонон есть квант энергии звуковой волны (так как упругие волны – волны звуковые). Фононы являются квазичастицами – элементарными возбуждениями, ведущими себя подобно микрочастицам. Аналогично тому как квантование электромагнитного излучения привело к представлению о фотонах, квантование упругих волн привело к представлению о фононах.

Квазичастицы, в частности фононы, сильно отличаются от обычных частиц (например, электронов, протонов, фотонов), так как они связаны с коллективным движением многих частиц системы. Квазичастицы не могут возникать в вакууме, они существуют только в кристалле. Импульс фонона обладает своеобразным свойством: при столкновении фононов в кристалле их импульс может дискретными порциями передаваться кристаллической решетке – он при этом не сохраняется. Поэтому в случае фононов говорят о квазиимпульсе.

Энергия кристаллической решетки рассматривается как энергия фононного газа, подчиняющегося статистике Бозе–Эйнштейна, так как фононы являются бозонами (их спин равен нулю). Фононы могут испускаться и поглощаться, но их число не сохраняется постоянным; поэтому в формуле (2.1) для фононов необходимо μ положить равным нулю.

Применение статистики Бозе–Эйнштейна к фононному газу – газу из невзаимодействующих бозе-частиц – привело П. Дебая к количественному выводу, согласно которому при высоких температурах, когда $T \gg T_D$ (классическая область), теплоемкость твердых тел описывается законом Дюлонга и Пти, а при низких температурах, когда $T \ll T_D$ (квантовая область), – пропорциональна кубу термодинамической температуры: $C_V \sim T^3$. В данном случае T_D – характеристическая температура Дебая, определяемая соотношением $kT_D = \hbar\omega_D$, где ω_D – предельная частота упругих колебаний кристаллической решетки. Таким образом, теория Дебая объяснила расхождение опытных и теоретических (вычисленных на основе классической теории) значений теплоемкости твердых тел.

Модель квазичастиц – фононов – оказалась эффективной для объяснения открытого П. Л. Капицей явления сверхтекучести жидкого гелия. Теория сверхтекучести, созданная Л. Д. Ландау в 1941 г. и развитая позднее (1947) российским ученым Н. Н. Боголюбовым (р. 1909), применена впоследствии к явлению сверхпроводимости.

ГЛАВА 2. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ МЕТАЛЛОВ

§ 6. Понятие о квантовой теории электропроводности металлов

Квантовая теория электропроводности металлов – теория электропроводности, основывающаяся на квантовой механике и квантовой статистике Ферми–Дирака, – пересмотрела вопрос об электропроводности металлов, рассмотренный в классической физике. Расчет электропроводности металлов, выполненный на основе этой теории, приводит к выражению для удельной электрической проводимости металла

$$\gamma = \frac{ne^2 \langle l_F \rangle}{m \langle u_F \rangle}, \quad (6.1)$$

которое по внешнему виду напоминает классическую формулу для γ , но имеет совершенно другое физическое содержание. Здесь n – концентрация электронов проводимости в металле, $\langle l_F \rangle$ – средняя длина свободного пробега электрона, имеющего энергию Ферми, $\langle u_F \rangle$ – средняя скорость теплового движения такого электрона.

Выводы, получаемые на основе формулы (6.1), полностью соответствуют опытным данным. Квантовая теория электропроводности металлов, в частности, объясняет зависимость удельной проводимости от температуры: $\gamma \sim 1/T$ (классическая теория дает, что $\gamma \sim 1/\sqrt{T}$), а также аномально большие величины (порядка сотен периодов решетки) средней длины свободного пробега электронов в металле.

Квантовая теория рассматривает движение электронов с учетом их взаимодействия с кристаллической решеткой. Согласно корпускулярно-волновому дуализму, движению электрона сопоставляют волновой процесс. Идеальная кристаллическая решетка (в ее узлах находятся неподвижные частицы и в ней отсутствуют нарушения периодичности) ведет себя подобно оптически однородной среде – она “электронные волны” не рассеивает. Это соответствует тому, что металл не оказывает электрическому току – упорядоченному движению электронов – никакого сопротивления. “Электронные волны”, распространяясь в идеальной кристаллической решетке, как бы огибают узлы решетки и проходят значительные расстояния.

В реальной кристаллической решетке всегда имеются неоднородности, которыми могут быть, например, примеси, вакансии; неоднородности обуславливаются также тепловыми колебаниями. В реальной кристаллической решетке происходит рассеяние "электронных волн" на неоднородностях, что и является причиной электрического сопротивления металлов. Рассеяние "электронных волн" на неоднородностях, связанных с тепловыми колебаниями, можно рассматривать как столкновения электронов с фононами.

Согласно классической теории, $\langle u \rangle \sim \sqrt{T}$, поэтому она не смогла объяснить истинную зависимость γ от температуры. В квантовой теории средняя скорость $\langle u_F \rangle$ от температуры практически не зависит, так как доказывается, что с изменением температуры уровень Ферми остается практически неизменным. Однако с повышением температуры рассеяние "электронных волн" на тепловых колебаниях решетки (на фононах) возрастает, что соответствует уменьшению средней длины свободного пробега электронов. В области комнатных температур $\langle l_F \rangle \sim T^{-1}$, поэтому, учитывая независимость $\langle u \rangle$ от температуры, получим, что сопротивление металлов ($R \sim 1/\gamma$) в соответствии с данными опытов растет пропорционально T . Таким образом, квантовая теория электропроводности металлов устранила и эту трудность классической теории.

§ 7. Сверхпроводимость

Прежде чем на основе квантовой теории приступить к качественному объяснению явления сверхпроводимости, рассмотрим некоторые свойства сверхпроводников.

Различные опыты, поставленные с целью изучения свойств сверхпроводников, приводят к выводу, что при переходе металла в сверхпроводящее состояние не изменяется структура его кристаллической решетки, не изменяются его механические и оптические (в видимой и инфракрасной областях) свойства. Однако при таком переходе наряду со скачкообразным изменением электрических свойств качественно меняются его магнитные и тепловые свойства. Так, в отсутствие магнитного поля переход в сверхпроводящее состояние сопровождается скачкообразным изменением теплоемкости, а при переходе в сверхпроводящее состояние во внешнем магнитном поле

скачком изменяются и теплопроводность, и теплоемкость (такие явления характерны для фазовых переходов II рода). Достаточно сильное магнитное поле (а следовательно, и сильный электрический ток, протекающий по сверхпроводнику) разрушает сверхпроводящее состояние.

Общность эффектов, наблюдаемых в сверхпроводящем состоянии различных металлов, их соединений и сплавов, указывает на то, что явление сверхпроводимости обусловлено физическими причинами, общими для различных веществ, т. е. должен существовать единый для всех сверхпроводников механизм этого явления.

Физическая природа сверхпроводимости была понята лишь в 1957 г. на основе теории (создана Ландау в 1941 г.) сверхтекучести гелия. Теория сверхпроводимости создана американскими физиками Д. Бардином (р. 1908), Л. Купером (р. 1930) и Д. Шриффером (р. 1931) и развита Н.Н. Боголюбовым.

Оказалось, что помимо внешнего сходства между сверхтекучестью (сверхтекучая жидкость протекает по узким капиллярам без трения, т. е. без сопротивления течению) и сверхпроводимостью (ток в сверхпроводнике течет без сопротивления по проводу) существует глубокая физическая аналогия: и сверхтекучесть, и сверхпроводимость – это макроскопический квантовый эффект.

Качественно явление сверхпроводимости можно объяснить так. Между электронами металла помимо кулоновского отталкивания, в достойной степени ослабляемого экранирующим действием положительных ионов решетки, в результате электронно-фононного взаимодействия (взаимодействия электронов с колебаниями решетки) возникает слабое взаимное притяжение. Это взаимное притяжение при определенных условиях может преобладать над отталкиванием. В результате электроны проводимости, притягиваясь, образуют своеобразное связанное состояние, называемое куперовской парой. “Размеры” пары много больше (примерно на четыре порядка) среднего межатомного расстояния, т. е. между электронами, “связанными” в пару, находится много “обычных” электронов.

Чтобы куперовскую пару разрушить (оторвать один из ее электронов), надо затратить некоторую энергию, которая пойдет на преодоление сил притяжения электронов пары. Такая энергия может быть в принципе получена в результате взаимодействия с фононами. Однако пары сопротивляются своему разрушению. Это объясняется тем, что существует не одна пара, а целый ансамбль взаимодействующих друг с другом куперовских пар.

Электроны, входящие в куперовскую пару, имеют противоположно

направленные спины. Поэтому спин такой пары равен нулю и она представляет собой бозон. К бозонам принцип Паули неприменим, и число бозе-частиц, находящихся в одном состоянии, не ограничено. Поэтому при сверхнизких температурах бозоны скапливаются в основном состоянии, из которого их довольно трудно перевести в возбужденное. Система бозе-частиц – куперовских пар, обладая устойчивостью относительно возможности отрыва электрона, может под действием внешнего электрического поля двигаться без сопротивления со стороны проводника, что и приводит к сверхпроводимости.

§ 8. Некоторые магнитные свойства сверхпроводников

Сверхпроводниками является ряд химических элементов, переходящих в сверхпроводящее состояние с понижением температуры.

Самой высокой критической температурой среди химических элементов обладает ниобий ($T_{кр} = 9,22 \text{ K}$), а наиболее низкой – иридий ($T_{кр} = 0,140 \text{ K}$). Оказалось, что сверхпроводимость – это свойство не отдельных атомов, а коллективный эффект, связанный со структурой всего образца. Об этом свидетельствует целый ряд фактов. Например, серое олово – полупроводник, а белое олово – металл, переходящий в сверхпроводящее состояние при температуре $3,72 \text{ K}$. Две кристаллические модификации лантана ($\alpha - \text{La}$ и $\beta - \text{La}$) имеют разные критические температуры перехода в сверхпроводящее состояние (для $\alpha - \text{La}$ $T_{кр} = 4,8 \text{ K}$, для $\beta - \text{La}$ $T_{кр} = 5,95 \text{ K}$).

Большую часть сверхпроводников составляют не чистые химические элементы, а сплавы и соединения. Существуют сверхпроводящие сплавы (например, CuS , Au_2Bi), компоненты которых порознь не обнаруживают свойств сверхпроводимости. Характерны в этом смысле медь и золото, которые в обычных условиях являются хорошими проводниками с малым удельным сопротивлением. В сплавах, как и в чистых химических элементах, критическая температура зависит от кристаллической модификации, и это подчеркивает коллективный характер сверхпроводимости. Я. Г. Дорфман и И. К. Кикоин в книге “Физика металлов” писали (1933): “То обстоятельство, что ни Ag, ни Cu, ни другие наилучшие проводники не переходят в сверхпроводящее состояние, но наоборот... плохие проводники... обладают этой удивительной способностью, свидетельствует о том, что механизм сверхпроводимости совершенно отличен от механизма обычной проводимости”. Наиболее высокие температуры перехода в сверхпроводящее состояние

наблюдаются у сплавов. В 1973 г. у пленки, изготовленной из соединения Ni_3Ge , обнаружена наиболее высокая критическая температура перехода, равная 23,2 К. В настоящее время ведутся интенсивные поиски сверхпроводников с температурами, более высокими (возможно даже комнатными). Весьма перспективны в этом отношении полимерные сверхпроводники.

В конце 1986 г. было опубликовано сообщение К. Мюллера и Дж. Беднореца из Швейцарии об открытии сверхпроводимости керамики лантан–барий–медь–кислород при температуре, превышающей 30 К. Вскоре пришли сообщения из Японии и США о сверхпроводимости керамики лантан–стронций–медь–кислород при температурах 40–50 К. В СССР в лаборатории А. Головашкина в Физическом институте АН СССР обнаружено, что в керамике на основе итрия сверхпроводимость начинается при температуре 102 К. В настоящее время проводятся интенсивные исследования, которые привели к открытию обширного класса материалов, переходящих в сверхпроводящее состояние при азотных температурах.

Для создания современной теории сверхпроводимости и применения этого явления в науке и технике большую роль сыграло изучение магнитных свойств сверхпроводников. В 1933 г. немецкий физик В. Мейснер (1882–1974) показал, что в сверхпроводящем состоянии магнитное поле в толще сверхпроводника отсутствует.

Эффект Мейснера заключается в том, что при охлаждении сверхпроводника ниже критической температуры магнитное поле из него вытесняется.

При температурах более высоких, чем критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние, в образце, помещенном во внешнее магнитное поле, как и во всяком металле, индукция магнитного поля внутри будет отлична от нуля. Если, не выключая внешнего магнитного поля, постепенно снижать температуру, то в момент перехода в сверхпроводящее состояние магнитное поле вытолкнется из образца

и индукция магнитного поля внутри станет равной нулю ($\vec{B} = 0$). Эффект Мейснера возникает следующим образом. Если сверхпроводящий образец поместить во внешнее магнитное поле, то в поверхностном слое металла появляется стационарный электрический ток, собственное магнитное поле которого имеет направление, прямо противоположное внешнему приложенному полю. В результате внутри сверхпроводника магнитное поле отсутствует.

Впечатляющие опыты иллюстрируют существование стационарных сверхпроводящих токов. Если над металлическим кольцом, в котором проходит такой ток, поместить сверхпроводящую сферу, то на ее

поверхности индуцируется сверхпроводящий ток. Его возникновение приведет к появлению сил отталкивания между кольцом и сферой, которая оказывается висящей над кольцом на высоте, которая определяется равенством силы отталкивания и силы тяжести сферы. Такой же эффект отталкивания наблюдается в опыте, который получил название "гроб Магомета". По преданию, гроб Магомета висел в пространстве без всякой поддержки. Если над сверхпроводящим кольцом поместить постоянный магнит, то он будет висеть над кольцом без видимой поддержки. В кольцо магнит индуцирует незатухающие сверхпроводящие токи, магнитное поле которых отталкивает магнит.

Не проникая в глубь сверхпроводника, магнитное поле может существовать в его поверхностном слое. В этом слое индукция магнитного поля отлична от нуля. В слое протекают незатухающие токи, экранирующие от внешнего поля области сверхпроводника, удаленные от поверхности. Глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводниках (толщина слоя, в котором индукция поля отлична от нуля) является одной из основных характеристик сверхпроводника. Обычно она составляет несколько сотен ангстрем. Другими словами, магнитное поле проникает в глубь сверхпроводника на расстояние, равное нескольким сотням межатомных расстояний. С увеличением индукции внешнего магнитного поля, где находится сверхпроводник, имеющий форму бесконечного сплошного цилиндра (с осью, направленной по полю), до некоторого значения, называемого критическим, сверхпроводимость разрушается, и образец переходит в нормальное состояние. Критическое поле зависит от температуры. С приближением к критической температуре уменьшается индукция магнитного поля, разрушающего сверхпроводимость. При 0 К сверхпроводящее состояние наиболее устойчиво и индукция критического магнитного поля максимальна, При $T = T_{кр}$, индукция критического магнитного поля обращается в нуль.

§ 9. Понятие об эффектах Джозефсона

На основе теории сверхпроводимости английский физик Б. Джозефсон (р. 1940) в 1962 г. предсказал эффект, названный его именем (Нобелевская премия 1973 г.). Эффект Джозефсона (обнаружен в 1963 г.) – протекание сверхпроводящего тока сквозь тонкий слой диэлектрика (пленка оксида металла толщиной ≈ 1 нм), разделяющий два сверхпроводника (так называемый контакт Джозефсона). Электроны проводимости проходят сквозь диэлектрик благодаря туннельному эффекту. Если ток через контакт Джозефсона не превышает некоторое

критическое значение, то падения напряжения на нем нет (стационарный эффект), если превышает – возникает падение напряжения U и контакт излучает электромагнитные волны (нестационарный эффект). Частота ν излучения связана с U на контакте соотношением $\nu = 2eU/h$ (e – заряд электрона). Возникновение излучения объясняется тем, что куперовские пары (они создают сверхпроводящий ток), проходя сквозь контакт, приобретают относительно основного состояния сверхпроводника избыточную энергию. Возвращаясь в основное состояние, они излучают квант электромагнитной энергии $h\nu = 2eU$.

Эффект Джозефсона используется для точного измерения очень слабых магнитных полей (до 10^{-18} Тл), токов (до 10^{-10} А) и напряжений (до 10^{-15} В), а также для создания быстродействующих элементов логических устройств ЭВМ и усилителей.

§ 10. Квантование магнитного потока (макроскопический квантовый эффект)

Одно из важнейших положений квантовой физики состоит в квантовании ряда физических величин (энергии, импульса и др.). Однако до недавнего времени предполагалось, что квантование происходит только в микромире и свойственно процессам в атомах, молекулах, атомных ядрах и т. п. Считалось, что в макроскопических объектах, состоящих из колоссального числа частиц, квантовые свойства отдельных частиц не проявляются из-за их хаотического теплового движения, которое “смазывает” квантовые закономерности.

- Изучение явлений, происходящих при температурах, близких к 0 К, показало, что возможно **макроскопическое квантование**, т. е. квантование величин, характеризующих макроскопические тела, размеры которых в 10^5 раз больше атомных размеров. Вблизи 0 К оказывается возможным непосредственное наблюдение квантовых закономерностей.

Рассмотрим этот вопрос на примере электрического тока, протекающего по сверхпроводящему металлическому кольцу. Опыт показывает, что ток становится незатухающим вследствие того, что ток в сверхпроводнике течет без сопротивления и потери на джоулеву теплоту отсутствуют. Однако с точки зрения классической физики отсутствие затухания тока в кольце остается необъяснимым. Движение электронов в кольце криволинейное, и электроны должны терять энергию на излучение. Из-за этого ток даже в сверхпроводящем кольце должен затухнуть.

В атоме водорода в аналогичной ситуации Бор ввел квантовые постулаты, и это было началом развития квантовой физики атома. Оказывается, сверхпроводимость дает нам пример квантования макроскопической величины – силы тока. Сверхпроводящее кольцо позволяет наблюдать гигантский по масштабам квантовый эффект. Сила тока в сверхпроводящем кольце не принимает любые числовые значения и не изменяется непрерывно. Для всех электронов, движущихся в кольце, возникает гигантская боровская орбита и все квантовые закономерности, характеризующие ее в атоме водорода, как бы переносятся на электроны в сверхпроводящем кольце.

Сверхпроводящий ток, как и всякий ток, связан с магнитным полем. Поэтому квантование тока означает, что и индукция магнитного поля также квантуется и может принимать только ряд дискретных значений. Следовательно, будет квантоваться и магнитный поток Φ сквозь площадь πr^2 кольца. Другими словами, $\Phi = N \Phi_0$, где N – целое число, Φ_0 – некоторая минимальная порция – квант магнитного потока. Магнитный поток – макроскопическая величина, и возможность его квантования означает переход к гигантским по сравнению с атомными масштабам квантования.

Вычислим величину кванта магнитного потока. Для этого применим условие квантования Бора к электронам, движущимся в кольце:

$$mvr = N\hbar,$$

r – радиус кольца, в котором циркулирует сверхпроводящий ток. Так как радиус r кольца задан, то написанное условие нужно рассматривать как условие квантования импульса $p = mv$. Квантование импульса означает, что скорость, ток, а следовательно, магнитный поток квантуются. Найдем связь p и Φ . Энергия тока, текущего по контуру с индуктивностью L , равна

$$E = \frac{1}{2} LI^2, \text{ а магнитный поток } \Phi = LI. \text{ Следовательно, } E = \frac{1}{2} I\Phi.$$

Сила тока, создаваемая в кольце n электронами, движущимися со скоростью v , равна $I = nev / (2\pi r)$. Таким образом, $E = \Phi nev / (2\pi \cdot 2)$. С другой стороны, энергия n электронов, движущихся по кольцу со

скоростью v , равна $E = \frac{1}{2} nmv^2 = \frac{1}{2} npv$.

Из двух последних формул находим, что импульс электрона в сверхпроводящем кольце $p = \Phi e / (2\pi r)$.

В сверхпроводнике электроны разбиваются на пары, поэтому импульс электронной пары $p = \Phi e / (\pi r)$. Тогда

$$\Phi e / \pi = Nh / (2\pi),$$

откуда $\Phi = N \Phi_0$, где $N = 1, 2, 3, \dots$, $\Phi_0 = h / (2e) = 2,06785 \cdot 10^{-15}$ Вб – квант магнитного потока.

Если радиус кольца $r \sim 10^{-3}$ см, то при магнитном потоке $\Phi = \Phi_0$ магнитная индукция поля составляет порядка 1% от индукции магнитного поля Земли, т. е. квант магнитного потока соответствует макроскопическому значению магнитной индукции.

Экспериментально квант магнитного потока определен с весьма высокой степенью точности на основе эффекта Джозефсона.

§ 11. Применение сверхпроводимости в науке и технике

В последние годы, особенно после создания теории сверхпроводимости, интенсивно развивается техническая сверхпроводимость.

Явление сверхпроводимости используется для получения сильных магнитных полей, поскольку при прохождении по сверхпроводнику сильных токов, создающих сильные магнитные поля, отсутствуют тепловые потери. Однако в связи с тем, что магнитное поле разрушает состояние сверхпроводимости, для получения сильных магнитных полей применяются особые сверхпроводники II рода, предсказанные А.А. Абрикосовым. Это некоторые сплавы, тонкие сверхпроводящие пленки. В такие сверхпроводники магнитные поля, превышающие критические, проникают в вещество в виде нитей, пронизывающих образец. Вещество между нитями оказывается сверхпроводящим, и сильные токи могут привести к созданию сверхсильных магнитных полей. Широкое распространение имеют магниты, основанные на сверхпроводящих соленоидах.

В настоящее время космонавты часто оказываются в зоне повышенной радиации. Для защиты от нее необходимо магнитное поле, искривляющее траекторию заряженных частиц и “уводящее” радиацию. С этой целью на космическом корабле должна находиться установка, создающая магнитную защиту с помощью сверхпроводящих соленоидов.

Сверхпроводники применяются при создании вычислительных машин. Сверхпроводящий ток является незатухающим. Поэтому его можно использовать в качестве прекрасного запоминающего устройства, хранящего большие и легко считываемые запасы информации. Скорость “вспоминания” сверхпроводящих устройств весьма велика. Они в состоянии за 10^{-8} с выбрать нужную информацию из 10^{11} ее единиц.

В вычислительной технике используется двоичная система. Пребывание сверхпроводников в двух состояниях – нормальном или сверхпроводящем – и быстрота их перехода из одного состояния в другое под действием изменения температуры или магнитного поля позволяют использовать сверхпроводники в качестве элементов вычислительных машин. Сверхпроводники используются в качестве переключающих устройств, работающих с высокой скоростью при малых затратах мощности. В подобных устройствах – криотронах – скорость переключения достигает 2 нс. Высокая скорость и простота устройства лежат в основе использования сверхпроводящих криотронов в вычислительной технике.

Сверхпроводники, в толщу которых не проникает магнитное поле, характеризуются механическим отталкиванием, и этим явлением пользуются для сверхпроводящих подвесов. Такие подвесы применяются в гироскопах, двигателях и других устройствах. Принцип механического отталкивания положен в основу создания электрических машин, КПД которых благодаря свойствам сверхпроводников близок к 100 %. В этих машинах вращающаяся часть – ротор – выполнена в виде шестиугольного сверхпроводящего стаканчика. Два магнетика, вращающиеся по окружности статора, отталкивают от себя сверхпроводящий ротор, приходящий во вращение, угловая скорость которого доходит до 20 000 об/мин и может быть еще большей.

ГЛАВА 3. ЗОННАЯ ТЕОРИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

§ 12. Исходные представления зонной теории твердых тел

Используя уравнение Шредингера – основное уравнение динамики в нерелятивистской квантовой механике, – в принципе можно рассмотреть задачу о кристалле, например найти возможные значения его энергии, а также соответствующие энергетические состояния. Однако как в классической, так и в квантовой механике отсутствуют методы точного решения динамической задачи для системы многих частиц. Поэтому эта задача решается приближенно сведением задачи многих частиц к одноэлектронной задаче об одном электроне, движущемся в заданном внешнем поле. Подобный путь приводит к зонной теории твердого тела.

В основе зонной теории лежит так называемое адиабатическое приближение. Квантово-механическая система разделяется на тяжелые и легкие частицы – ядра и электроны. Поскольку массы и скорости этих

частиц значительно различаются, можно считать, что движение электронов происходит в поле неподвижных ядер, а медленно движущиеся ядра находятся в усредненном поле всех электронов. Принимая, что ядра в узлах кристаллической решетки неподвижны, движение электрона рассматривается в постоянном периодическом поле ядер.

Далее используется приближение самосогласованного поля. Взаимодействие данного электрона со всеми другими электронами заменяется действием на него стационарного электрического поля, обладающего периодичностью кристаллической решетки. Это поле создается усредненным в пространстве зарядом всех других электронов и всех ядер. Таким образом, в рамках зонной теории многоэлектронная задача сводится к задаче о движении одного электрона во внешнем периодическом поле – усредненном и согласованном поле всех ядер и электронов.

§ 13. Энергетические зоны в кристаллах в приближении сильной связи

В изолированном атоме имеются дискретные энергетические уровни энергии. Считается, что они зависят от главного n и орбитального l квантовых чисел. Считается также, что энергетические уровни, соответствующие различным значениям магнитного m и спинового m_s квантовых чисел, совпадают. Как обычно говорят, энергетические уровни вырождены по квантовым числам m и m_s .

Энергетические уровни электронов в атомах, находящихся в возбужденных состояниях, имеют конечную ширину $\Delta E_{n,l}$, связанную с соотношением неопределенности для энергии и времени $\Delta E_{n,l} \tau_n \geq \hbar$.

Время жизни атома в возбужденном состоянии τ_n совпадает с временем жизни электрона в этом состоянии, $\tau_n \approx 10^{-8}$ с.

В газе (рис. 2) соседние атомы A и B удалены друг от друга на расстояние L , где d – диаметр атома. Потенциальный барьер для валентных электронов a и b в соседних атомах слишком широк, так что вероятность просачивания электронов сквозь него практически равна нулю. Электроны “привязаны” к своим атомам, так что в газе нет свободных электронов – носителей тока. Поэтому все вещества в газообразном состоянии ведут себя как диэлектрические среды до тех пор, пока внешние воздействия не вызовут их ионизацию.

Иначе обстоит дело при переходе вещества в конденсированное состояние. В кристаллах расстояния между атомами столь малы ($L \sim d \sim 10^{-10}$ м), что происходит перекрытие их электрических полей. Потенциальные кривые, разграничивающие соседние атомы, частично накладываются друг на друга и дают потенциальные кривые для электронов типа 1 и 2 (рис. 3). Из рис. 3 видно, что происходит понижение и сужение потенциального барьера для валентных электронов атомов. В этих условиях существенную роль играет туннельный эффект, с помощью которого электрон "уходит" от своего атома и переходит к соседнему.

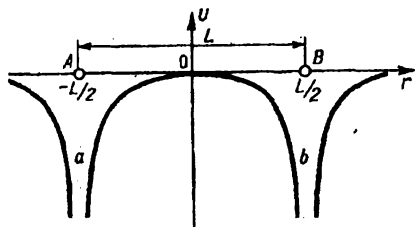


Рис. 2

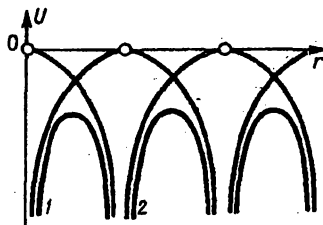


Рис. 3

Для упрощения вычислений будем считать, что потенциальный барьер прямоугольный. Тогда прозрачность барьера можно вычислить по формуле:

$$D \sim \exp \left[-\frac{2d}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)} \right].$$

Для нашего случая толщина потенциального барьера $d \sim 10^{-10}$ м. Тогда при $U_0 - E \approx 6 \text{ эВ} \sim 10^{-18}$ Дж расчет прозрачности барьера приводит к результату $D \approx 0,05$.

Найдем частоту просачивания валентного электрона сквозь потенциальный барьер. Число ударов электрона о стенки барьера за единицу времени $n = v/a$, где скорость движения электрона в атоме ($v \sim 10^6$ м/с), а $a \sim 10^{-10}$ м – ширина потенциальной "ямы", в которой находится электрон (рис. 4). Частота просачивания электрона сквозь потенциальный барьер равна

$$\nu = Dn \approx \frac{\nu}{a} \exp \left[-\frac{2d}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)} \right].$$

Подставив числовые значения всех величин, получим $\nu \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Среднее время жизни τ валентного электрона в данном атоме есть величина, обратная частоте ν : $\tau = 1/\nu \sim 2 \cdot 10^{-15} \text{ с}$. Как видим, в этом случае τ на семь порядков уменьшается по сравнению с временем жизни валентного электрона в возбужденном состоянии изолированного атома. При таких значениях τ не имеет смысла говорить о принадлежности валентных электронов к определенным атомам. Они становятся "обобществленными", коллективизированными и образуют квантовый электронный газ. Эти электроны могут перемещаться по всему кристаллу.

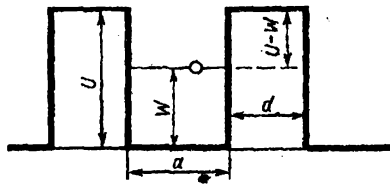


Рис. 4

Найдем расширение энергетического уровня ΔE электрона, связанное с резким уменьшением времени жизни в результате взаимодействия атомов в кристалле. По соотношению неопределенностей, $\Delta E \approx \hbar/\tau \approx 3 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} \approx 2 \text{ эВ}$.

Узкий энергетический уровень валентного электрона в изолированном атоме расширяется в кристалле в широкую полосу – зону разрешенных значений энергии электронов шириной порядка единиц электрон-вольт (рис. 5). Разрешенные энергетические зоны отделены друг от друга зонами 2 запрещенных значений энергии электронов (рис. 6). Разрешенная зона тем шире, чем больше энергия $E_{n,l}$ электрона на соответствующем уровне в изолированном атоме. Возможные значения энергий электронов в пределах разрешенной энергетической зоны квантованы, т. е. дискретны, а общее число их конечно. В кристалле, состоящем из N атомов, уровню энергии $E_{n,l}$ изолированного атома соответствует зона, состоящая из $(2l+1)N$ дискретных уровней, на каждом из которых может находиться не более двух электронов с антипараллельными спинами.

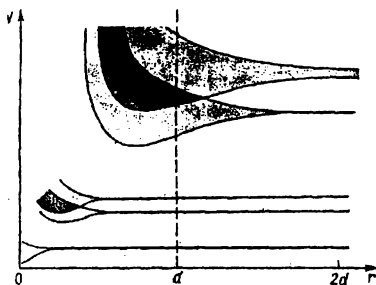


Рис. 5

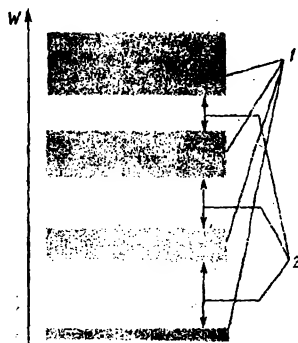


Рис. 6

Для электронов внутренних оболочек атомов вероятность туннельного перехода электрона от одного атома к другому оказывается очень малой. Это связано с уменьшением прозрачности потенциального барьера, в результате чего частота ν просачивания электрона сквозь потенциальный барьер становится ничтожно малой. Например, для электрона атома Na в основном состоянии $\nu \approx 10^{-20} \text{ с}^{-1}$ и соответственно среднее время жизни такого электрона у данного атома $\tau \approx 10^{20}$ лет. Следовательно, электроны внутренних оболочек атомов в кристаллах также прочно связаны со "своими" атомами, как и в изолированных атомах. Энергетические уровни этих электронов в кристалле такие же узкие, как и в отдельно взятом атоме.

§ 14. Металлы, диэлектрики и полупроводники

Зонная теория твердых тел позволила с единой точки зрения истолковать существование металлов, диэлектриков и полупроводников, объясняя различие в их электрических свойствах, во-первых, неодинаковым заполнением электронами разрешенных зон и, во-вторых, шириной запрещенных зон.

Степень заполнения электронами энергетических уровней в зоне определяется заполнением соответствующих атомных уровней. Если при этом какой-то энергетический уровень полностью заполнен, то образующаяся энергетическая зона также заполнена целиком. В общем случае можно говорить о валентной зоне, которая полностью заполнена электронами и образована из энергетических уровней внутренних

электронов свободных атомов, и о зоне проводимости (свободной зоне), которая либо частично заполнена электронами, либо свободна и образована из энергетических уровней внешних “коллективизированных” электронов изолированных атомов.

В зависимости от степени заполнения зон электронами и ширины запрещенной зоны возможны четыре случая, изображенные на рис. 7. На рис. 7, а самая верхняя зона, содержащая электроны, заполнена лишь частично, т. е. в ней имеются вакантные уровни. В данном случае электрон, получив сколь угодно малую энергетическую “добавку” (например, за счет теплового движения или электрического поля), сможет перейти на более высокий энергетический уровень той же зоны, т. е. стать свободным и участвовать в проводимости. Внутризонный переход вполне возможен, так как, например, при 1 К энергия теплового движения $kT \approx 10^{-4}$ эВ, т. е. гораздо больше разности энергий между соседними уровнями зоны (примерно 10^{-22} эВ). Таким образом, если в твердом теле имеется зона, лишь частично заполненная электронами, то это тело всегда будет проводником электрического тока. Именно это свойственно металлам.

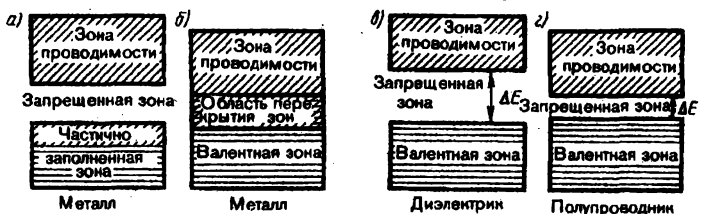


Рис. 7

Твердое тело является проводником электрического тока и в том случае, когда валентная зона перекрывается свободной зоной, что в конечном счете приводит к не полностью заполненной зоне (рис. 7, б). Это имеет место для щелочно-земельных элементов, образующих II группу таблицы Менделеева (Be, Mg, Ca, Zn, ...). В данном случае образуется так называемая гибридная зона, которая заполняется валентными электронами лишь частично. Следовательно, в данном случае металлические свойства щелочно-земельных элементов обусловлены перекрытием валентной и свободной зон.

Помимо рассмотренного выше перекрытия зон возможно также перераспределение электронов между зонами, возникающими из уровней различных атомов, которое может привести к тому, что вместо двух частично заполненных зон в кристалле окажутся одна полностью

заполненная (валентная) зона и одна свободная зона (зона проводимости). Твердые тела, у которых энергетический спектр электронных состояний состоит только из валентной зоны и зоны проводимости, являются диэлектриками или полупроводниками в зависимости от ширины запрещенной зоны ΔE .

Если ширина запрещенной зоны кристалла порядка нескольких электрон-вольт, то тепловое движение не может перебросить электроны из валентной зоны в зону проводимости и кристалл является диэлектриком, оставаясь им при всех реальных температурах (рис. 7, в).

Если запрещенная зона достаточно узка (ΔE порядка 1 эВ), то переброс электронов из валентной зоны в зону проводимости может быть осуществлен сравнительно легко либо путем теплового возбуждения, либо за счет внешнего источника, способного передать электронам энергию ΔE , и кристалл является полупроводником (рис. 7, г).

Различие между металлами и диэлектриками с точки зрения зонной теории состоит в том, что при 0 К в зоне проводимости металлов имеются электроны, а в зоне проводимости диэлектриков они отсутствуют.

Различие же между диэлектриками и полупроводниками определяется шириной запрещенных зон: для диэлектриков она довольно широка (например, для NaCl $\Delta E = 6$ эВ), для полупроводников – достаточно

узкая (например, для германия $\Delta E = 0,72$ эВ). При температурах, близких к 0 К, полупроводники ведут себя как диэлектрики, так как переброса электронов в зону проводимости не происходит. С повышением температуры у полупроводников растет число электронов, которые вследствие теплового возбуждения переходят в зону проводимости, т.е. электрическая проводимость проводников в этом случае увеличивается.

§ 15. Собственная проводимость полупроводников

Полупроводниками являются твердые тела, которые при $T = 0$ характеризуются полностью занятой электронами валентной зоной, отделенной от зоны проводимости сравнительно узкой (ΔE порядка 1 эВ) запрещенной зоной (рис. 7, г). Своим названием они обязаны тому, что их электропроводность меньше электропроводности металлов и больше электропроводности диэлектриков.

В природе полупроводники существуют в виде элементов (элементы IV, V и VI групп Периодической системы элементов Менделеева), например Si, Ge, As, Se, Te, и химических соединений, например оксиды, сульфиды, селениды, сплавы элементов различных групп. Различают

собственные и примесные полупроводники. Собственными полупроводниками являются химически чистые полупроводники, а их проводимость называется собственной проводимостью. Примером собственных полупроводников могут служить химически чистые Ge, Se, а также многие химические соединения: InSb, GaAs, CdS и др.

При 0 К и отсутствии других внешних факторов собственные полупроводники ведут себя как диэлектрики. При повышении же температуры электроны с верхних уровней валентной зоны I могут быть переброшены на нижние уровни зоны проводимости II (рис. 8). При наложении на кристалл электрического поля они перемещаются против поля и создают электрический ток. Таким образом, зона II из-за ее частичного “укомплектования” электронами становится зоной проводимости. Проводимость собственных полупроводников, обусловленная электронами, называется электронной проводимостью (проводимостью n-типа от лат. negative – отрицательный):

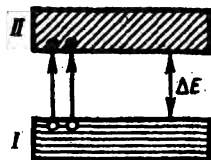


Рис. 8

В результате тепловых забросов электронов из зоны I в зону II в валентной зоне возникают вакантные состояния, получившие название дырок. Во внешнем электрическом поле на освободившееся от электрона место – дырку – может переместиться электрон с соседнего уровня, а дырка появится в том месте, откуда ушел электрон, и т. д. Такой процесс заполнения дырок электронами равносителен перемещению дырки в направлении, противоположном движению электрона, так, как если бы дырка обладала положительным зарядом, равным по величине заряду электрона. Проводимость собственных полупроводников, обусловленная квазичастицами – дырками, называется дырочной проводимостью (проводимостью p-типа от лат. positive – положительный).

Таким образом, в собственных полупроводниках наблюдаются два механизма проводимости: электронный и дырочный. Число электронов в зоне проводимости равно числу дырок в валентной зоне, так как последние соответствуют электронам, возбужденным в зону проводимости. Следовательно, если концентрации электронов проводимости и дырок обозначить соответственно, n_e и p_o то

$$n_e = n_p \quad (15.1)$$

Проводимость полупроводников всегда является возбужденной, т.е. появляется только под действием внешних факторов (температуры, облучения, сильных электрических полей и т. д.).

В собственном полупроводнике уровень Ферми находится в середине запрещенной зоны (рис. 9). Действительно, для переброса электрона с верхнего уровня валентной зоны на нижний уровень зоны проводимости затрачивается энергия активации, равная ширине запрещенной зоны ΔE . При появлении же электрона в зоне проводимости в валентной зоне обязательно возникает дырка. Следовательно, энергия, затраченная на образование пары носителей тока, должна делиться на две равные части. Так как энергия, соответствующая половине ширины запрещенной зоны, идет на переброс электрона и такая же энергия затрачивается на образование дырки, то начало отсчета для каждого из этих процессов должно находиться в середине запрещенной зоны. Энергия Ферми в собственном полупроводнике представляет собой энергию, от которой происходит возбуждение электронов и дырок.

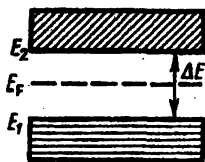


Рис. 9

Вывод о расположении уровня Ферми в середине запрещенной зоны собственного полупроводника может быть подтвержден математическими выкладками. В физике твердого тела доказывается, что концентрация электронов в зоне проводимости

$$n_e = C_1 e^{-(E_2 - E_F)/(kT)}, \quad (15.2)$$

где E_2 – энергия, соответствующая дну зоны проводимости (рис. 9), E_F – энергия Ферми, T – термодинамическая температура, C_1 – постоянная, зависящая от температуры и эффективной массы электрона проводимости. **Эффективная масса** – величина, имеющая размерность массы и характеризующая динамические свойства квазичастиц – электронов проводимости и дырок. Введение в зонную теорию эффективной массы электрона проводимости позволяет, с одной стороны, учитывать действие на электроны проводимости не только внешнего поля, но и внутреннего периодического поля кристалла,

а с другой стороны, абстрагируясь от взаимодействия электронов проводимости с решеткой, рассматривать их движение во внешнем поле как движение свободных частиц.

Концентрация дырок в валентной зоне

$$n_p = C_2 e^{(E_1 - E_F)/(kT)}, \quad (15.3)$$

где C_2 – постоянная, зависящая от температуры и эффективной массы дырки, E_1 – энергия, соответствующая верхней границе валентной зоны. Энергия возбуждения в данном случае отсчитывается вниз от уровня Ферми (рис. 9), поэтому величины в экспоненциальном множителе (15.3) имеют знак, обратный знаку экспоненциального множителя в (15.2). Так как для собственного полупроводника $n_e = n_p$ (15.1), то

$$C_1 e^{-(E_2 - E_F)/(kT)} = C_2 e^{(E_1 - E_F)/(kT)}.$$

Если эффективные массы электронов и дырок равны $m_e^* = m_p^*$, то $C_1 = C_2$ и, следовательно, $-(E_2 - E_F) = E_1 - E_F$, откуда

$$E_F = \Delta E / 2,$$

т. е. уровень Ферми в собственном полупроводнике действительно расположен в середине запрещенной зоны.

Так как для собственных полупроводников $\Delta E \gg kT$, то распределение Ферми–Дирака (2.2) переходит в распределение Максвелла–Больцмана. Положив в (3.2) $E - E_F \approx \Delta E / 2$, получим

$$\langle N(E) \rangle \approx e^{-\Delta E/(2kT)}. \quad (15.4)$$

Количество электронов, переброшенных в зону проводимости, а следовательно, и количество образовавшихся дырок пропорциональны $\langle N(E) \rangle$. Таким образом, удельная проводимость собственных полупроводников

$$\gamma = \gamma_0 e^{-\Delta E/(2kT)}, \quad (15.5)$$

где γ_0 – постоянная, характерная для данного полупроводника.

Увеличение проводимости полупроводников с повышением температуры является их характерной особенностью (у металлов с повышением температуры проводимость уменьшается). С точки зрения зонной теории это обстоятельство объяснить довольно просто: с повышением температуры растет число электронов, которые вследствие теплового возбуждения переходят в зону проводимости и участвуют в проводимости. Поэтому удельная проводимость собственных полупроводников с повышением температуры растет.

Если представить зависимость $\ln \gamma$ от $1/T$, то для собственных полупроводников – это прямая (рис. 10), по наклону которой можно определить ширину запрещенной зоны ΔE , а по ее продолжению – γ_0 (прямая отсекает на оси ординат отрезок, равный $\ln \gamma_0$).

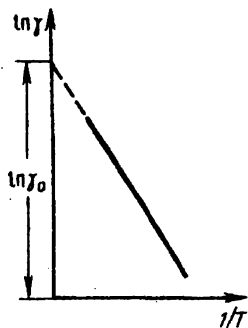


Рис. 10

Одним из наиболее широко распространенных полупроводниковых элементов является германий, имеющий решетку типа алмаза, в которой каждый атом связан ковалентными связями с четырьмя ближайшими соседями. Упрощенная плоская схема расположения атомов в кристалле Ge дана на рис. 11, где каждая черточка обозначает связь, осуществляемую одним электроном. В идеальном кристалле при 0 К такая структура представляет собой диэлектрик, так как все валентные электроны участвуют в образовании связей и, следовательно, не участвуют в проводимости.

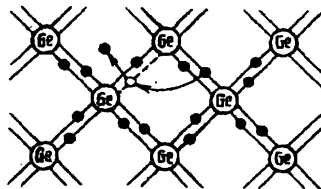


Рис. 11

При повышении температуры (или под действием других внешних факторов) тепловые колебания решетки могут привести к разрыву некоторых валентных связей, в результате чего часть электронов

отщепляется, и они становятся свободными. В покинутом электроном месте возникает дырка (она изображена белым кружком), заполнить которую могут электроны из соседней пары. В результате дырка, так же как и освободившийся электрон, будет двигаться по кристаллу. Движение электронов проводимости и дырок в отсутствие электрического поля является хаотическим. Если же на кристалл наложить электрическое поле, то электроны начнут двигаться против поля, дырки – по полю, что приведет к возникновению собственной проводимости германия, обусловленной как электронами, так и дырками.

В полупроводниках наряду с процессом генерации электронов и дырок идет процесс рекомбинации: электроны переходят из зоны проводимости в валентную зону, отдавая энергию решетке и испуская кванты электромагнитного излучения. В результате для каждой температуры устанавливается определенная равновесная концентрация электронов и дырок, изменяющаяся с температурой согласно выражению (15.4).

§ 16. Примесная проводимость полупроводников

Проводимость полупроводников, обусловленная примесями, называется **примесной проводимостью**, а сами полупроводники – примесными полупроводниками. Примесная проводимость обусловлена примесями (атомы посторонних элементов), а также дефектами типа избыточных атомов (по сравнению со стехиометрическим составом), тепловыми (пустые узлы или атомы в междоузлиях) и механическими (трещины, дислокации и т. д.) дефектами. Наличие в полупроводнике примеси существенно изменяет его проводимость. Например, при введении в кремний примерно 0,001 ат.% бора его проводимость увеличивается примерно в 10^6 раз.

Примесную проводимость полупроводников рассмотрим на примере Ge и Si, в которые вводятся атомы с валентностью, отличной от валентности основных атомов на единицу. Например, при замещении атома германия пятивалентным атомом мышьяка (рис. 12, а) один электрон не может образовать ковалентной связи, он оказывается лишним и может быть легко при тепловых колебаниях решетки отщеплен от атома, т. е. стать свободным. Образование свободного электрона не сопровождается нарушением ковалентной связи; следовательно, в отличие от случая, рассмотренного в § 15, дырка не возникает. Избыточный положительный заряд, возникающий вблизи атома примеси, связан с атомом примеси и поэтому перемещаться по решетке не может.

С точки зрения зонной теории рассмотренный процесс можно представить следующим образом (рис. 12, б). Введение примеси искажает поле решетки, что приводит к возникновению в запрещенной зоне энергетического уровня D валентных электронов мышьяка, называемого примесным уровнем. В случае германия с примесью мышьяка этот уровень располагается от дна зоны проводимости на расстоянии $\Delta E_D = 0,013$ эВ. Так как $\Delta E_D < kT$, то уже при обычных температурах энергия теплового движения достаточна для того, чтобы перебросить электроны примесного уровня в зону проводимости; образующиеся при этом положительные заряды локализуются на неподвижных атомах мышьяка и в проводимости не участвуют.

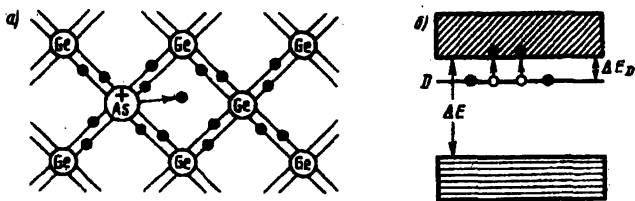


Рис. 12

Таким образом, в полупроводниках с примесью, валентность которой на единицу больше валентности основных атомов, носителями тока являются электроны; возникает электронная примесная проводимость (проводимость n-типа). Полупроводники с такой проводимостью называются электронными (или полупроводниками n-типа). Примеси, являющиеся источником электронов, называются донорами, а энергетические уровни этих примесей – донорными уровнями.

Предположим, что в решетку кремния введен примесный атом с тремя валентными электронами, например бор (рис. 13, а). Для образования связей с четырьмя ближайшими соседями у атома бора не хватает одного электрона, одна из связей остается неупакованной и четвертый электрон может быть захвачен от соседнего атома основного вещества, где соответственно образуется дырка. Последовательное заполнение образующихся дырок электронами эквивалентно движению дырок в полупроводнике, т. е. дырки не остаются локализованными, а перемещаются в решетке кремния как свободные положительные заряды. Избыточный же отрицательный заряд, возникающий вблизи атома примеси, связан с атомом примеси и по решетке перемещаться не может.

По зонной теории, введение трехвалентной примеси в решетку кремния приводит к возникновению в запрещенной зоне примесного энергетического уровня A , не занятого электронами. В случае кремния с примесью бора этот уровень располагается выше верхнего края валентной зоны на расстоянии $\Delta E_A = 0,08$ эВ (рис. 13, б). Близость этих уровней к валентной зоне приводит к тому, что уже при сравнительно низких температурах электроны из валентной зоны переходят на примесные уровни и, связываясь с атомами бора, теряют способность перемещаться по решетке кремния, т. е. в проводимости не участвуют. Носителями тока являются лишь дырки, возникающие в валентной зоне.

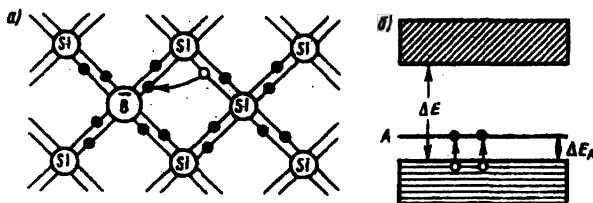


Рис. 13

Таким образом, в полупроводниках с примесью, валентность которой на единицу меньше валентности основных атомов, носителями тока являются дырки; возникает дырочная проводимость (проводимость р-типа). Полупроводники с такой проводимостью называются дырочными (или полупроводниками р-типа). Примеси, захватывающие электроны из валентной зоны полупроводника, называются акцепторами, а энергетические уровни этих примесей – акцепторными уровнями.

В отличие от собственной проводимости, осуществляющейся одновременно электронами и дырками, примесная проводимость полупроводников обусловлена в основном носителями одного знака: электронами – в случае донорной примеси, дырками – в случае акцепторной. Эти носители тока называются основными. Кроме основных носителей в полупроводнике имеются и неосновные носители: в полупроводниках n-типа – дырки, в полупроводниках р-типа – электроны.

Наличие примесных уровней в полупроводниках существенно изменяет положение уровня Ферми E_F . Расчеты показывают, что в случае полупроводников n-типа уровень Ферми при 0 К расположен посередине между дном зоны проводимости и донорным уровнем (рис. 14). С повышением температуры все большее число электронов переходит

из донорных состояний в зону проводимости, но, помимо этого возрастает и число тепловых флуктуаций, способных возбуждать электроны из валентной зоны и перебрасывать их через запрещенную зону энергий. Поэтому при высоких температурах уровень Ферми имеет тенденцию смещаться вниз (сплошная кривая) к своему предельному положению в центре запрещенной зоны, характерному для собственного полупроводника.

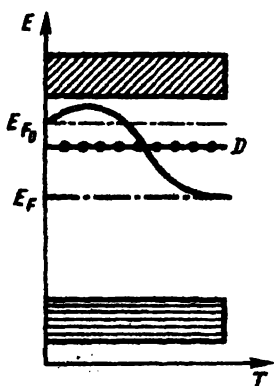


Рис. 14

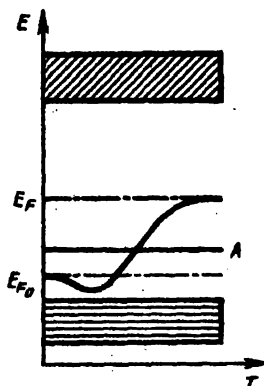


Рис. 15

Уровень Ферми в полупроводниках р-типа при 0 К E_{F_0} располагается посередине между потолком валентной зоны и акцепторным уровнем (рис. 15). Сплошная кривая опять-таки показывает его смещение с температурой. При температурах, при которых примесные атомы оказываются полностью истощенными и увеличение концентрации носителей происходит за счет возбуждения собственных носителей, уровень Ферми располагается посередине запрещенной зоны, как в собственном полупроводнике.

Проводимость примесного полупроводника, как и проводимость любого проводника, определяется концентрацией носителей и их подвижностью. С изменением температуры подвижность носителей меняется по сравнительно слабому степенному закону, а концентрация носителей – по очень сильному экспоненциальному закону, поэтому зависимость проводимости примесных полупроводников от температуры определяется в основном температурной зависимостью концентрации носителей тока в нем. На рис. 16 дан примерный график зависимости

$\ln \gamma$ от $1/T$ для примесных полупроводников. Участок АВ описывает примесную проводимость полупроводника. Рост примесной проводимости полупроводника с повышением температуры обусловлен в основном ростом концентрации примесных носителей. Участок ВС соответствует области истощения примесей (это подтверждают и эксперименты), участок CD описывает собственную проводимость полупроводника.

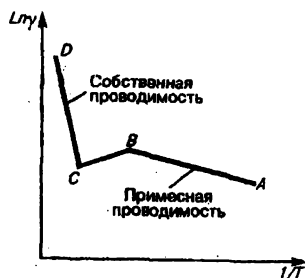


Рис. 16

§ 17. Фотопроводимость полупроводников

Фотопроводимость полупроводников — увеличение электропроводности полупроводников под действием электромагнитного излучения — может быть связана со свойствами как основного вещества, так и содержащихся в нем примесей. В первом случае при поглощении фотонов, соответствующих собственной полосе поглощения полупроводника, т. е. когда энергия фотонов равна или больше ширины запрещенной зоны ($h\nu \geq \Delta E$), могут совершаться перебросы электронов из валентной зоны в зону проводимости (рис. 17, а), что приведет к появлению добавочных (неравновесных) электронов (в зоне проводимости) и дырок (в валентной зоне). В результате возникает собственная фотопроводимость, обусловленная как электронами, так и дырками.

Если полупроводник содержит примеси, то фотопроводимость может возникать и при $h\nu < \Delta E$: для полупроводников с донорной примесью фотон должен обладать энергией $h\nu \geq \Delta E_D$, а для полупроводников с акцепторной примесью — $h\nu \geq \Delta E_A$. При поглощении света примесными центрами происходит переход электронов с донорных уровней в зону проводимости в случае полупроводника n-типа (рис. 17, б)

или из валентной зоны на акцепторные уровни в случае полупроводника р-типа (рис. 17, в). В результате возникает примесная фотопроводимость, являющаяся чисто электронной для полупроводников n-типа и чисто дырочной для полупроводников р-типа.

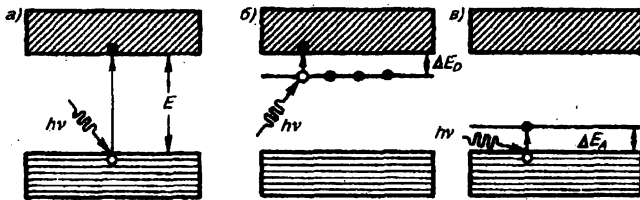


Рис. 17

Таким образом, если

$$h\nu \geq \Delta E \text{ для собственных полупроводников,}$$

(17.1)

$$h\nu \geq \Delta E_{\text{п}} \text{ для примесных полупроводников}$$

($\Delta E_{\text{п}}$ – в общем случае энергия активации примесных атомов), то в полупроводнике возбуждается фотопроводимость. Из (17.1) можно определить красную границу фотопроводимости – максимальную длину волны, при которой еще фотопроводимость возбуждается: $\lambda_0 = ch / \Delta E$ для собственных полупроводников, $\lambda_0 = ch / \Delta E_{\text{п}}$ для примесных полупроводников.

Учитывая значения ΔE и $\Delta E_{\text{п}}$ для конкретных полупроводников, можно показать, что красная граница фотопроводимости для собственных полупроводников приходится на видимую область спектра; для примесных же полупроводников – на инфракрасную.

На рис. 18 представлена типичная зависимость фотопроводимости / и коэффициента поглощения χ от длины волны λ падающего на полупроводник света. Из рис. 18 следует, что при $\lambda > \lambda_0$ фотопроводимость действительно не возбуждается. Спад фотопроводимости в коротковолновой части полосы поглощения объясняется большой скоростью рекомбинации в условиях сильного поглощения в тонком поверхностном слое толщиной $x \approx 1$ мкм (коэффициент поглощения $\approx 10^6 \text{ м}^{-1}$).

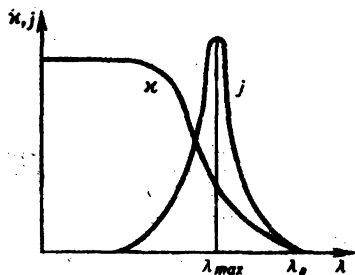


Рис. 18

Наряду с поглощением, приводящим к появлению фотопроводимости, может иметь место экситонный механизм поглощения. **Экситоны** представляют собой квазичастицы – электрически нейтральные связанные состояния электрона и дырки, образующиеся в случае возбуждения с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны. Уровни энергии экситонов располагаются у дна зоны проводимости. Так как экситоны электрически нейтральны, то их возникновение в полупроводнике не приводит к появлению дополнительных носителей тока, вследствие чего экситонное поглощение света не сопровождается увеличением фотопроводимости.

§ 18. Люминесценция твердых тел

В природе давно известно излучение, отличное по своему характеру от всех известных видов излучения (теплового излучения, отражения, рассеяния света и т. д.). Этим излучением является люминесцентное излучение, примерами которого может служить свечение тел при облучении их видимым, ультрафиолетовым и рентгеновским излучением, γ -излучением и т. д. Вещества, способные под действием различного рода возбуждений светиться, получили название **люминофоров**.

Люминесценция – неравновесное излучение, избыточное при данной температуре над тепловым излучением тела и имеющее длительность, большую периода световых колебаний. Первая часть этого определения приводит к выводу, что люминесценция не является тепловым излучением, поскольку любое тело при температуре выше 0 К излучает электромагнитные волны, а такое излучение является тепловым. Вторая часть показывает, что люминесценция не является таким видом свечения, как отражение и рассеяние света, тормозное излучение заряженных частиц

и т. д. Период световых колебаний составляет примерно 10^{-15} с, поэтому длительность, по которой свечение можно отнести к люминесценции, больше – примерно 10^{-10} с. Признак длительности свечения дает возможность отличить люминесценцию от других неравновесных процессов. Так, по этому признаку удалось установить, что излучение Вавилова–Черенкова нельзя отнести к люминесценции.

В зависимости от способов возбуждения различают: фотолюминесценцию (под действием света), рентгенолюминесценцию (под действием рентгеновского излучения), катодолюминесценцию (под действием электронов), электролюминесценцию (под действием электрического поля), радиолюминесценцию (при возбуждении ядерным излучением, например γ -излучением, нейтронами, протонами), хемилюминесценцию (при химических превращениях), триболюминесценцию (при растирании и раскалывании некоторых кристаллов, например сахара). По длительности свечения условно различают: флуоресценцию ($t \leq 10^{-8}$ с) и фосфоресценцию – свечение, продолжающееся заметный промежуток времени после прекращения возбуждения.

Первое количественное исследование люминесценции проведено в 1852 г. английским физиком и математиком Дж. Стоксом (1819–1903). Он сформулировал следующее правило – **правило Стокса**: длина волны люминесцентного излучения всегда больше длины волны света, возбудившего его (рис. 19). Согласно квантовой теории, правило Стокса означает, что энергия $h\nu$ падающего фотона частично расходуется на какие-то неоптические процессы, т. е. $h\nu = h\nu_{\text{люм}} + \Delta E$ откуда $\nu > \nu_{\text{люм}}$ или $\lambda_{\text{люм}} > \lambda$, что и следует из сформулированного правила.

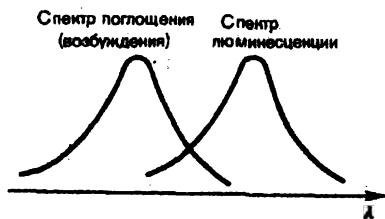


Рис. 19

Основной энергетической характеристикой является **энергетический выход люминесценции**, введенный С. И. Вавиловым в 1924 г., – отношение энергии, излученной люминофором при полном

высвечивании, к энергии, поглощенной им. Типичная для органических люминофоров (на примере раствора флуоресцина) зависимость энергетического выхода η от длины волны λ возбуждающего света представлена на рис. 20. Из рис. 20 следует, что вначале η растет пропорционально λ , а затем, достигая максимального значения, быстро спадает до нуля при дальнейшем увеличении λ (закон Вавилова). Величина энергетического выхода для различных люминофоров колеблется в довольно широких пределах, максимальное ее значение может достигать примерно 80 %.

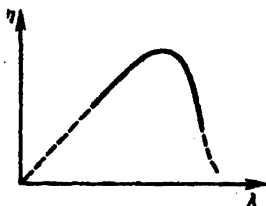


Рис. 20

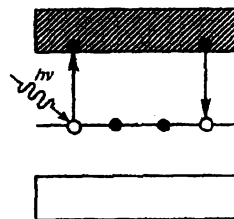


Рис. 21

Твердые тела, представляющие собой эффективно люминесцирующие искусственно приготовленные кристаллы с чужеродными примесями, получили название **кристаллофосфоров**. На примере кристаллофосфоров рассмотрим механизмы возникновения люминесценции с точки зрения зонной теории твердых тел. Между валентной зоной и зоной проводимости кристаллофосфора располагаются примесные уровни активатора (рис. 21). При поглощении атомом активатора фотона с энергией $h\nu$ электрон с примесного уровня переводится в зону проводимости, свободно перемещается по кристаллу до тех пор, пока не встретится с ионом активатора и не рекомбинирует с ним, перейдя вновь на примесный уровень. Рекомбинация сопровождается излучением кванта люминесцентного свечения. Время высвечивания люминофора определяется временем жизни возбужденного состояния атомов активатора, которое обычно не превышает миллиардных долей секунды. Поэтому свечение является кратковременным и исчезает почти вслед за прекращением облучения.

Для возникновения длительного свечения (фосфоресценции) кристаллофосфор должен содержать также центры захвата, или ловушки для электронов, представляющие собой незаполненные локальные

уровни (например, L_1 и L_2), лежащие вблизи дна зоны проводимости (рис. 22). Они могут быть образованы атомами примесей, атомами в междоузлиях и т. д. Под действием света атомы активатора возбуждаются, т. е. электроны с примесного уровня переходят в зону проводимости и становятся свободными. Однако они захватываются ловушками, в результате чего теряют свою подвижность, а следовательно, и способность рекомбинировать с ионом активатора. Освобождение электрона из ловушки требует затраты определенной энергии, которую электроны могут получить, например, от тепловых колебаний решетки. Освобожденный из ловушки электрон попадает в зону проводимости и движется по кристаллу до тех пор, пока или не будет снова захвачен ловушкой, или не рекомбинирует с ионом активатора. В последнем случае возникает квант люминесцентного излучения. Длительность этого процесса определяется временем пребывания электронов в ловушках.

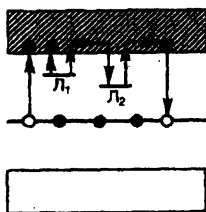


Рис. 22

Явление люминесценции получило широкое применение в практике, например люминесцентный анализ – метод определения состава вещества по характерному его свечению. Этот метод, являясь весьма чувствительным (примерно 10^{-10} г/см³), позволяет обнаруживать наличие ничтожных примесей и применяется при тончайших исследованиях в биологии, медицине, пищевой промышленности и т. д. Люминесцентная дефектоскопия позволяет обнаружить тончайшие трещины на поверхности деталей машин и других изделий (исследуемая поверхность покрывается для этого люминесцентным раствором, который после удаления остается в трещинах).

Люминофоры используются в люминесцентных лампах, являются активной средой оптических квантовых генераторов и сцинтилляторов, применяются в электронно-оптических преобразователях, для создания аварийного и маскировочного освещения и для изготовления светящихся указателей различных приборов.

ГЛАВА 4. КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

§ 19. Контакт двух металлов

Контактной разностью потенциалов называется разность потенциалов, возникающая при соприкосновении двух различных металлов. Итальянский физик А. Вольта (1745–1827) установил, что если металлы Al, Zn, Sn, Pb, Sb, Bi, Hg, Fe, Cu, Ag, Au, Pt, Pd привести в контакт в указанной последовательности, то каждый предыдущий при соприкосновении с одним из следующих зарядится положительно. Этот ряд называется рядом Вольта. Контактная разность потенциалов для различных металлов составляет от десятых до целых вольт.

Вольта экспериментально установил два закона:

Первый закон Вольта: контактная разность потенциалов зависит лишь от химического состава и температуры соприкасающихся металлов.

Второй закон Вольта: контактная разность потенциалов последовательно соединенных различных проводников, находящихся при одинаковой температуре, не зависит от химического состава промежуточных проводников и равна контактной разности потенциалов, возникающей при непосредственном соединении крайних проводников.

Для объяснения возникновения контактной разности потенциалов воспользуемся представлениями зонной теории. Рассмотрим контакт двух металлов с различными работами выхода A_1 и A_2 , т. е. с различными положениями уровня Ферми (верхнего, заполненного электронами энергетического уровня). Если $A_1 < A_2$ (этот случай изображен на рис. 23, а), то уровень Ферми располагается в металле 1 выше, чем в металле 2. Следовательно, при контакте металлов электроны с более высоких уровней металла 1 будут переходить на более низкие уровни металла 2, что приведет к тому, что металл 1 зарядится положительно, а металл 2 – отрицательно. Одновременно происходит относительное смещение энергетических уровней: в металле, заряжающемся положительно, все уровни смещаются вниз, а в металле, заряжающемся отрицательно, – вверх. Этот процесс будет происходить до тех пор, пока между соприкасающимися металлами не установится равновесие, которое, как доказывается в статистической физике, характеризуется совпадением уровней Ферми в обоих металлах (рис. 23, б).

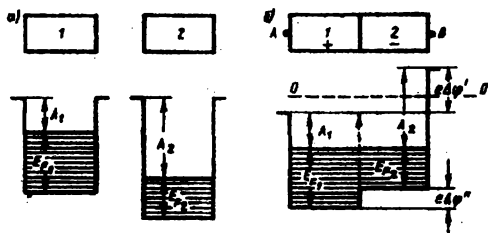


Рис. 23

Так как для соприкасающихся металлов уровни Ферми совпадают, а работы выхода A_1 и A_2 не изменяются (они являются константами металлов и не зависят от того, находятся металлы в контакте или нет), то потенциальная энергия электронов в точках, лежащих вне металлов в непосредственной близости к их поверхности (точки А и В на рис. 23, б), будет различной. Следовательно, между точками А и В устанавливается разность потенциалов, которая, как следует из рис. 23, равна

$$\Delta\varphi' = (A_2 - A_1)/e. \quad (19.1)$$

Разность потенциалов (19.1), обусловленная различием работ выхода контактирующих металлов, называется внешней контактной разностью потенциалов. Чаще говорят просто о контактной разности потенциалов, подразумевая под ней внешнюю.

Если уровни Ферми для двух контактирующих металлов не одинаковы, то между внутренними точками металлов наблюдается внутренняя контактная разность потенциалов, которая, как следует из рис. 23, равна

$$\Delta\varphi'' = (E_{F_1} - E_{F_2})/e. \quad (19.2)$$

В квантовой теории доказывается, что причиной возникновения внутренней контактной разности потенциалов является различие концентраций электронов в контактирующих металлах. $\Delta\varphi''$ зависит от температуры T контакта металлов (поскольку наблюдается зависимость E_F от T), обуславливая термоэлектрические явления. Как правило, $\Delta\varphi'' \ll \Delta\varphi'$.

Если, например, привести в соприкосновение три разнородных проводника, имеющих одинаковую температуру, то разность потенциалов между концами разомкнутой цепи равна алгебраической сумме скачков потенциала во всех контактах. Она не зависит от природы промежуточных проводников (второй закон Вольты).

Внутренняя контактная разность потенциалов возникает в двойном электрическом слое, образующемся в приконтактной области и называемом контактным слоем. Толщина контактного слоя в металлах составляет примерно 10^{-10} м, т. е. соизмерима с междоузельными расстояниями в решетке металла. Число электронов, участвующих в диффузии через контактный слой, составляет примерно 2 % от общего числа электронов, находящихся на поверхности металла. Столь незначительное изменение концентрации электронов в контактном слое, с одной стороны, и малая по сравнению с длиной свободного пробега электрона его толщина – с другой, не могут привести к заметному изменению проводимости контактного слоя по сравнению с остальной частью металла. Следовательно, электрический ток через контакт двух металлов проходит так же легко, как и через сами металлы, т. е. контактный слой проводит электрический ток в обоих направлениях ($1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$) одинаково и не дает эффекта выпрямления, который всегда связан с односторонней проводимостью.

§ 20. Термоэлектрические явления и их применение

Согласно второму закону Вольты, в замкнутой цепи, состоящей из нескольких металлов, находящихся при одинаковой температуре, ЭДС не возникает, т. е. не происходит возбуждения электрического тока. Однако если температура контактов не одинакова, то в цепи возникает электрический ток, называемый термоэлектрическим. Явление возбуждения термоэлектрического тока (явление Зеебека), а также тесно связанные с ним явления Пельте и Томсона называются термоэлектрическими явлениями.

20.1. Явление Зеебека

В 1821 г. немецкий физик Т. Зеебек (1770–1831) обнаружил, что в замкнутой цепи, состоящей из последовательно соединенных разнородных проводников, контакты между которыми имеют различную температуру, возникает электрический ток.

Рассмотрим замкнутую цепь, состоящую из двух металлических проводников 1 и 2 с температурами спаев T_1 (контакт А) и T_2 (контакт В), причем $T_1 > T_2$ (рис. 24).

Отметим, что в замкнутой цепи для многих пар металлов (например, Cu–Bi, Ag–Cu, Au–Cu) электродвижущая сила прямо пропорциональна разности температур в контактах:

$$\xi_T = \alpha(T_1 - T_2).$$

Эта ЭДС называется термоэлектродвижущей силой. Направление тока при $T_1 > T_2$ на рис. 24 показано стрелкой. Термоэлектродвижущая сила, например для пары металлов медь–константан, для разности температур 100 К составляет всего 4,25 мВ.

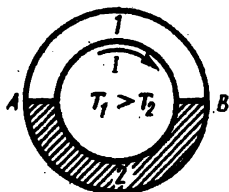


Рис. 24

Причина возникновения термоэлектродвижущей ЭДС ясна уже из формулы (19.2), определяющей внутреннюю контактную разность потенциалов на границе двух металлов. Дело в том, что положение уровня Ферми зависит от температуры. Поэтому если температуры контактов разные, то разными будут и внутренние контактные разности потенциалов. Таким образом, сумма скачков потенциала отлична от нуля, что и приводит к возникновению термоэлектрического тока. Отметим также, что при градиенте температуры происходит и диффузия электронов, которая тоже обуславливает термоЭДС.

Явление Зеебека не противоречит второму началу термодинамики, так как в данном случае внутренняя энергия преобразуется в электрическую, для чего используется два источника теплоты (два контакта). Следовательно, для поддержания постоянного тока в рассматриваемой цепи необходимо поддерживать постоянство разности температур контактов: к более нагретому контакту непрерывно подводить теплоту, а от холодного – непрерывно ее отводить.

Явление Зеебека используется для измерения температуры. Для этого применяются термоэлементы, или **термопары** – датчики температур, состоящие из двух соединенных между собой разнородных металлических проводников. Если контакты (обычно спаи) проводников (проволок), образующих термопару, находятся при разных температурах, то в цепи возникает термоэлектродвижущая сила, которая зависит от разности температур контактов и природы

применяемых материалов. Чувствительность термопар выше, если их соединять последовательно. Эти соединения называются термобатареями (или термостолбиками). Термопары применяются как для измерения ничтожно малых разностей температур, так и для измерения очень высоких и очень низких температур (например, внутри доменных печей или жидких газов). Точность определения температуры с помощью термопар составляет, как правило, несколько кельвин, а у некоторых термопар достигает $\approx 0,01$ К. Термопары обладают рядом преимуществ перед обычными термометрами: имеют большую чувствительность и малую инерционность, позволяют проводить измерения в широком интервале температур и допускают дистанционные измерения.

Явление Зеебека в принципе может быть использовано для генерации электрического тока. Так, уже сейчас КПД полупроводниковых термобатарей достигает ≈ 18 %. Следовательно, совершенствуя полупроводниковые термоэлектрогенераторы, можно добиться эффективного прямого преобразования солнечной энергии в электрическую.

20.2. Явление Пельтье

В 1834 г. французский физик Ж. Пельтье (1785–1845) обнаружил, что при прохождении через контакт двух различных проводников электрического тока в зависимости от его направления помимо джоулевой теплоты выделяется или поглощается дополнительная теплота. Таким образом, явление Пельтье является обратным по отношению к явлению Зеебека. В отличие от джоулевой теплоты, которая пропорциональна квадрату силы тока, теплота Пельтье пропорциональна первой степени силы тока и меняет знак при изменении направления тока.

Рассмотрим замкнутую цепь, состоящую из двух разнородных металлических проводников 1 и 2 (рис. 25), по которым пропускается ток I' (его направление в данном случае выбрано совпадающим с направлением термотока (на рис. 24 при условии $T_1 > T_2$)). Согласно наблюдениям Пельтье, спай А, который при явлении Зеебека поддерживался бы при более высокой температуре, будет теперь охлаждаться, а спай В – нагреваться. При изменении направления тока I' спай А будет нагреваться, спай В – охлаждаться.

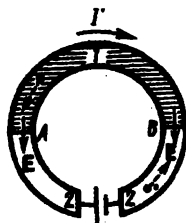


Рис. 25

Объяснить явление Пельтье можно следующим образом. Электроны по разную сторону спая обладают различной средней энергией (полной – кинетической плюс потенциальной). Если электроны (направление их движения задано на рис. 25 пунктирными стрелками) пройдут через спай В и попадут в область с меньшей энергией, то избыток своей энергии они отдадут кристаллической решетке и спай будет нагреваться. В спае А электроны переходят в область с большей энергией, забирая теперь недостающую энергию у кристаллической решетки, и спай будет охлаждаться.

Явление Пельтье используется в термоэлектрических полупроводниковых холодильниках, созданных впервые в 1954 г. под руководством А. Ф. Иоффе, и в некоторых электронных приборах.

20.3. Явление Томсона

В 1856 г. английский ученый Вильям Томсон (Кельвин), исследуя термоэлектрические явления, пришел к заключению, подтвердив его экспериментально, что при прохождении тока по неравномерно нагретому проводнику должно происходить дополнительное выделение (поглощение) теплоты, аналогичной теплоте Пельтье. Это явление получило название явления Томсона. Его можно объяснить следующим образом. Так как в более нагретой части проводника электроны имеют большую среднюю энергию, чем в менее нагретой, то, двигаясь в направлении убывания температуры, они отдают часть своей энергии решетке, в результате чего происходит выделение теплоты Томсона. Если же электроны движутся в сторону возрастания температуры, то они, наоборот, пополняют свою энергию за счет энергии решетки, в результате чего происходит поглощение теплоты Томсона.

§ 21. Контакт металла с полупроводником

Рассмотрим некоторые особенности механизма процессов, происходящих при приведении в контакт металла с полупроводником. Для этого возьмем полупроводник n -типа с работой выхода A , меньшей работы выхода A_m из металла. Соответствующие энергетические диаграммы до и после приведения в контакт показаны на рис. 26, а, б.

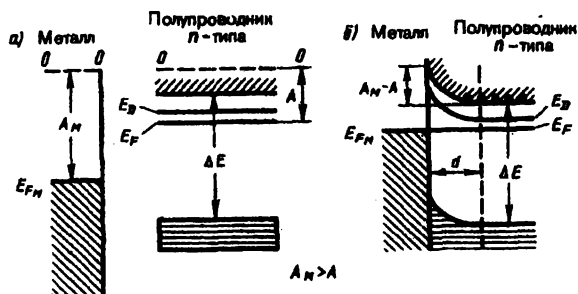


Рис. 26

Если $A_m > A$, то при контакте электроны из полупроводника будут переходить в металл, в результате чего контактный слой полупроводника обеднится электронами и зарядится положительно, а металл – отрицательно. Этот процесс будет происходить до достижения равновесного состояния, характеризуемого, как и при контакте двух металлов; выравниванием уровней Ферми для металла и полупроводника. На контакте образуется двойной электрический слой d , поле которого (контактная разность потенциалов) препятствует дальнейшему переходу электронов. Вследствие малой концентрации электронов проводимости в полупроводнике (порядка 10^{15} см^{-3} вместо 10^{22} см^{-3} в металлах) толщина контактного слоя в полупроводнике достигает примерно 10^{-6} см , т. е. примерно в 10 000 раз больше, чем в металле. Контактный слой полупроводника обеднен основными носителями тока – электронами в зоне проводимости, и его сопротивление значительно больше, чем в остальном объеме полупроводника. Такой контактный слой называется запирающим.

При $d = 10^{-6} \text{ см}$ и $\phi \approx 1 \text{ В}$ напряженность электрического поля контактного слоя $E = \Delta\phi / d \approx 10^8 \text{ В/м}$. Такое контактное поле не может сильно повлиять на структуру спектра (например, на ширину

запрещенной зоны, на энергию активации примесей и т. д.) и его действие сводится лишь к параллельному искривлению всех энергетических уровней полупроводника в области контакта (рис. 26, б). Так как в случае контакта уровни Ферми выравниваются, а работы выхода – величины постоянные, то при $A_M > A$ энергия электронов в контактном слое полупроводника больше, чем в остальном объеме. Поэтому в контактном слое дно зоны проводимости поднимается вверх, удаляясь от уровня Ферми. Соответственно происходит и искривление верхнего края валентной зоны, а также донорного уровня.

Помимо рассмотренного выше примера возможны еще следующие три случая контакта металла с примесными полупроводниками: а) $A_M < A$, полупроводник n-типа; б) $A_M > A$, полупроводник p-типа; в) $A_M < A$, полупроводник p-типа. Соответствующие зонные схемы показаны на рис. 27.

Если $A_M < A$, то при контакте металла с полупроводником n-типа электроны из металла переходят в полупроводник и образуют в контактном слое полупроводника отрицательный объемный заряд (рис. 27, а). Следовательно, контактный слой полупроводника обладает повышенной проводимостью, т. е. не является запирающим. Рассуждая аналогично, можно показать, что искривление энергетических уровней по сравнению с контактом металл – полупроводник n-типа ($A_M > A$) происходит в обратную сторону.

При контакте металла с полупроводником p-типа запирающий слой образуется при $A_M < A$ (рис. 27, в), так как в контактном слое полупроводника наблюдается избыток отрицательных ионов акцепторных примесей и недостаток основных носителей тока – дырок в валентной зоне. Если же $A_M > A$ (рис. 27, б), то в контактном слое полупроводника p-типа наблюдается избыток основных носителей тока – дырок в валентной зоне, контактный слой обладает повышенной проводимостью.

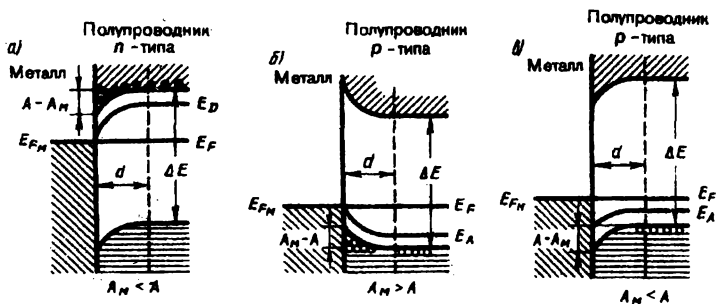


Рис. 27

Исходя из приведенных рассуждений, видим, что запирающий контактный слой возникает при контакте донорного полупроводника с меньшей работой выхода, чем у металла (см. рис. 26, б), и у акцепторного – с большей работой выхода, чем у металла (рис. 26, в).

Запирающий контактный слой обладает односторонней (вентильной) проводимостью, т. е. при приложении к контакту внешнего электрического поля он пропускает ток практически только в одном направлении: либо из металла в полупроводник, либо из полупроводника в металл. Это важнейшее свойство запирающего слоя объясняется зависимостью его сопротивления от направления внешнего поля.

Если направления внешнего и контактного полей противоположны, то основные носители тока втягиваются в контактный слой из объема полупроводника; толщина контактного слоя, обедненного основными носителями тока, и его сопротивление уменьшаются. В этом направлении, называемом пропускным, электрический ток может проходить через контакт металл – полупроводник. Если внешнее поле совпадает по знаку с контактным, то основные носители тока будут перемещаться от границы с металлом; толщина обедненного слоя возрастает, возрастает и его сопротивление. Очевидно, что в этом случае ток через контакт отсутствует, выпрямитель заперт – это запирающее направление. Для запирающего слоя на границе металла с полупроводником n-типа ($A_m > A$) пропускным является направление тока из металла в полупроводник, а для запирающего слоя на границе металла с полупроводником p-типа ($A_m < A$) – из полупроводника в металл.

§ 22. Контакт электронного и дырочного полупроводников (p-n-переход)

Граница соприкосновения двух полупроводников, один из которых имеет электронную, а другой – дырочную проводимость, называется **электронно-дырочным переходом** (или p-n-переходом). Эти переходы имеют большое практическое значение, являясь основой работы многих полупроводниковых приборов. p-n-Переход нельзя осуществить просто механическим соединением двух полупроводников. Обычно области различной проводимости создают либо при выращивании кристаллов, либо при соответствующей обработке кристаллов. Например, на кристалл германия n-типа накладывается индиевая “таблетка” (рис. 28, а). Эта система нагревается примерно при 500°C в вакууме или в атмосфере инертного газа; атомы индия диффундируют на некоторую глубину в германий. Затем расплав

медленно охлаждают. Так как германий, содержащий индий, обладает дырочной проводимостью, то на границе закристаллизовавшегося расплава и германия n-типа образуется p-n-переход (рис. 28, б).

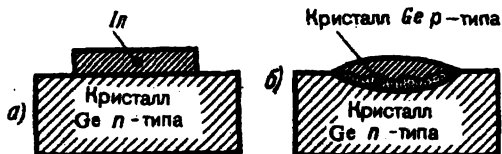


Рис. 28

Рассмотрим физические процессы, происходящие в p-n-переходе (рис. 29). Пусть донорный полупроводник (работа выхода – A_n , уровень Ферми – E_{F_n}) приводится в контакт (рис. 29, б) с акцепторным полупроводником (работа выхода – A_p , уровень Ферми – E_{F_p}).

Электроны из n-полупроводника, где их концентрация выше, будут диффундировать в p-полупроводник, где их концентрация ниже. Диффузия же дырок происходит в обратном направлении – в направлении $p \rightarrow n$.

В n-полупроводнике из-за ухода электронов вблизи границы остается нескомпенсированный положительный объемный заряд неподвижных ионизованных донорных атомов. В p-полупроводнике из-за ухода дырок вблизи границы образуется отрицательный объемный заряд неподвижных ионизованных акцепторов (рис. 29, а). Эти объемные заряды образуют у границы двойной электрический слой, поле которого, направленное от n-области к p-области, препятствует дальнейшему переходу электронов в направлении $n \rightarrow p$ и дырок в направлении $p \rightarrow n$. Если концентрации доноров и акцепторов в полупроводниках n- и p-типа одинаковы, то толщины слоев d_1 и d_2 (рис. 29, в), в которых локализуются неподвижные заряды, равны ($d_1 = d_2$).

При определенной толщине p-n-перехода наступает равновесное состояние, характеризуемое выравниванием уровней Ферми для обоих полупроводников (рис. 29, в). В области p-n-перехода энергетические зоны искривляются, в результате чего возникают потенциальные барьеры как для электронов, так и для дырок. Высота потенциального барьера ϕ_F определяется первоначальной разностью положений уровня Ферми в обоих полупроводниках. Все энергетические уровни

акцепторного полупроводника подняты относительно уровней донорного полупроводника на высоту, равную $e\phi$, причем подъем происходит на толщине двойного слоя d .

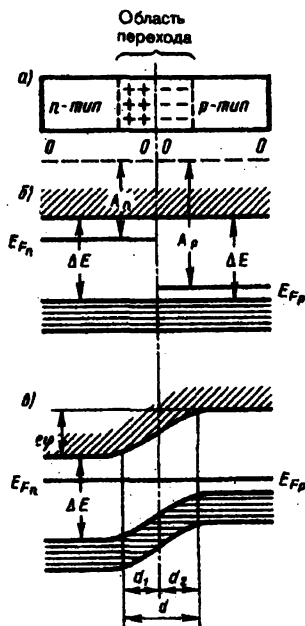


Рис. 29

Толщина d слоя p-n-перехода в полупроводниках составляет примерно $10^{-6} - 10^{-7}$ м, а контактная разность потенциалов – десятки доли вольт. Носители тока способны преодолеть такую разность потенциалов лишь при температуре в несколько тысяч градусов, т. е. при обычных температурах равновесный контактный слой является запирающим (характеризуется повышенным сопротивлением).

Сопротивление запирающего слоя можно изменить с помощью внешнего электрического поля. Если приложенное к p-n-переходу внешнее электрическое поле направлено от n-полупроводника к p-полупроводнику (рис. 30, а), т. е. совпадает с полем контактного слоя, то оно вызывает движение электронов в n-полупроводнике и дырок в p-полупроводнике от границы p-n-перехода в противоположные стороны. В результате запирающий слой расширится и его сопротивление возрастет. Направление внешнего поля, расширяющего запирающий слой, называется запирающим (обратным). В этом направлении электрический ток через p-n-переход практически не

проходит. Ток в запирающем слое в запирающем направлении образуется лишь за счет неосновных носителей тока (электронов в р-полупроводнике и дырок в п-полупроводнике).

Если приложенное к р-п-переходу внешнее электрическое поле направлено противоположно полю контактного слоя (рис. 30, б), то оно вызывает движение электронов в п-полупроводнике и дырок в р-полупроводнике к границе р-п-перехода навстречу друг другу. В этой области они рекомбинируют, толщина контактного слоя и его сопротивление уменьшаются. Следовательно, в этом направлении электрический ток проходит сквозь р-п-переход в направлении от р-полупроводника к п-полупроводнику; оно называется пропускным (прямым).

Таким образом, р-п-переход (подобно на контакте металл – полупроводник) обладает односторонней (вентильной) проводимостью.

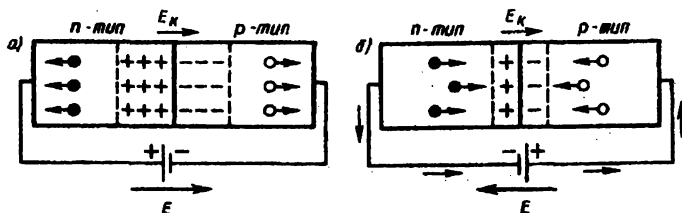


Рис. 30

На рис. 31 представлена вольт-амперная характеристика р-п-перехода. Как уже указывалось, при пропускном (прямом) напряжении внешнее электрическое поле способствует движению основных носителей тока к границе р-п-перехода (см. рис. 30, б). В результате толщина контактного слоя уменьшается. Соответственно уменьшается и сопротивление перехода (тем сильнее, чем больше напряжение), а сила тока становится большой (правая ветвь на рис. 31). Это направление тока называется прямым.

При запирающем (обратном) напряжении внешнее электрическое поле препятствует движению основных носителей тока к границе р-п-перехода (см. рис. 30, а) и способствует движению неосновных носителей тока, концентрация которых в полупроводниках невелика. Это приводит к увеличению толщины контактного слоя, обедненного основными носителями тока. Соответственно увеличивается и сопротивление перехода. Поэтому в данном случае через р-п-переход протекает только небольшой ток (он называется обратным), полностью обусловленный неосновными носителями тока (левая ветвь рис. 31).

Быстрое возрастание этого тока означает пробой контактного слоя и его разрушение. При включении в цепь переменного тока р-п-переходы действуют как выпрямители.

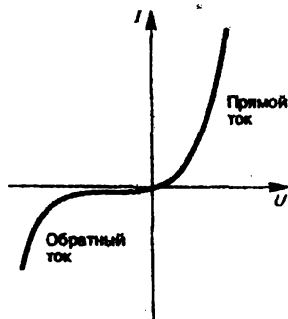


Рис. 31

Односторонняя проводимость контактов двух полупроводников (или металла с полупроводником) используется для выпрямления и преобразования переменных токов. Если имеется один электронно-дырочный переход, то его действие аналогично действию двухэлектродной лампы – диода. Поэтому полупроводниковое устройство, содержащее один р-п-переход, называется полупроводниковым (кристаллическим) диодом. Полупроводниковые диоды по конструкции делятся на точечные и плоскостные.

В качестве примера рассмотрим точечный германиевый диод (рис. 32), в котором тонкая вольфрамовая проволока 1 прижимается к п-германию 2 острием, покрытым алюминием. Если через диод в прямом направлении пропустить кратковременный импульс тока, то при этом резко повышается диффузия Al в Ge и образуется слой германия, обогащенный алюминием и обладающий р-проводимостью. На границе этого слоя образуется р-п переход, обладающий высоким коэффициентом выпрямления. Благодаря малой емкости контактного слоя точечные диоды применяются в качестве детекторов (выпрямителей) высокочастотных колебаний вплоть до сантиметрового диапазона длин волн.

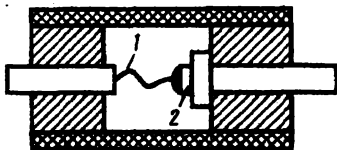


Рис. 32

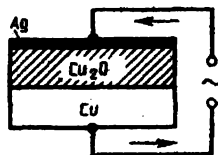


Рис. 33

Принципиальная схема плоскостного меднозакисного выпрямителя дана на рис. 33. На медную пластину с помощью химической обработки наращивается слой закиси меди (Cu_2O), который покрывается слоем серебра. Серебряный электрод служит только для включения выпрямителя в цепь. Часть слоя Cu_2O , прилегающая к меди и обогащенная ею, обладает электронной проводимостью, а часть слоя Cu_2O , прилегающая к Ag и обогащенная (в процессе изготовления выпрямителя) кислородом, – дырочной проводимостью. Таким образом, в толще закиси меди образуется запирающий слой с пропускным направлением тока от Cu_2O к Cu ($p \rightarrow n$).

Технология изготовления германиевого плоскостного диода описана в § 22 (см. рис. 18). Распространенными являются также селеновые диоды и диоды на основе арсенида галлия и карбида кремния. Рассмотренные диоды обладают рядом преимуществ по сравнению с электронными лампами (малые габаритные размеры, высокие КПД и срок службы, постоянная готовность к работе и т. д.), но они очень чувствительны к температуре, поэтому интервал их рабочих температур ограничен (от -70 до $+120^\circ\text{C}$). p-n-Переходы обладают не только прекрасными выпрямляющими свойствами, но могут быть использованы также для усиления, а если в схему ввести обратную связь, то и для генерирования электрических колебаний. Приборы, предназначенные для этих целей, получили название полупроводниковых триодов или транзисторов (первый транзистор создан в 1949 г. американскими физиками Д. Бардином, У. Браттейном и У. Шокли; Нобелевская премия 1956 г.).

Для изготовления транзисторов используются германий и кремний, так как они характеризуются большой механической прочностью, химической устойчивостью и большей, чем в других полупроводниках, подвижностью носителей тока. Полупроводниковые триоды делятся на точечные и плоскостные. Первые значительно усиливают напряжение, но их выходные мощности малы из-за опасности перегрева (например, верхний предел рабочей температуры точечного германиевого триода лежит в пределах $50-80^\circ\text{C}$). Плоскостные триоды являются более мощными. Они могут быть типа p-n-p и типа n-p-n в зависимости от чередования областей с различной проводимостью.

Для примера рассмотрим принцип работы плоскостного триода p-n-p, т. е. триода на основе n-полупроводника (рис. 34). Рабочие “электроды” триода, которыми являются база (средняя часть транзистора), эмиттер и коллектор (прилегающие к базе с обеих сторон области с иным типом проводимости), включаются в схему с помощью невыпрямляющих контактов – металлических проводников. Между

эмиттером и базой прикладывается постоянное смещающее напряжение в прямом направлении, а между базой и коллектором – постоянное смещающее напряжение в обратном направлении. Усиливается переменное напряжение подается на входное сопротивление $R_{вх}$, а усиленное – снимается с выходного сопротивления $R_{вых}$.

Протекание тока в цепи эмиттера обусловлено в основном движением дырок (они являются основными носителями тока) и сопровождается их “впрыскиванием” – инжекцией – в область базы. Проникшие в базу дырки диффундируют по направлению к коллектору, причем при небольшой толщине базы значительная часть инжектированных дырок достигает коллектора. Здесь дырки захватываются полем, действующим внутри перехода (притягиваются к отрицательно заряженному коллектору), вследствие чего изменяется ток коллектора. Следовательно, всякое изменение тока в цепи эмиттера вызывает изменение тока в цепи коллектора.

Прикладывая между эмиттером и базой переменное напряжение, получим в цепи коллектора переменный ток, а на выходном сопротивлении – переменное напряжение. Величина усиления зависит от свойств р-п-переходов, нагрузочных сопротивлений и напряжения батареи E_k . Обычно $R_{вых} \gg R_{вх}$ поэтому $U_{вых}$ значительно превышает входное напряжение $U_{вх}$ (усиление может достигать 10 000). Так как мощность переменного тока, выделяемая в $R_{вых}$, может быть больше, чем расходуемая в цепи эмиттера, то транзистор дает и усиление мощности. Эта усиленная мощность появляется за счет источника тока, включенного в цепь коллектора.

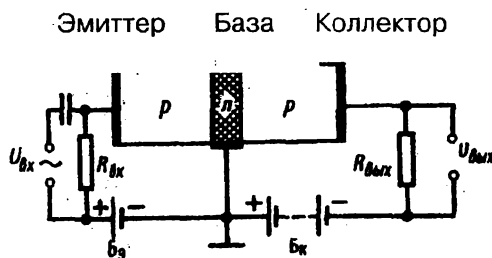


Рис. 34

Из рассмотренного следует, что транзистор, подобно электронной лампе, дает усиление и напряжения и мощности. Если в лампе анодный ток управляется напряжением на сетке, то в транзисторе ток коллектора, соответствующий анодному току лампы, управляется напряжением на базе.

Принцип работы транзистора $n-p-n$ -типа аналогичен рассмотренному выше, но роль дырок играют электроны. Существуют и другие типы транзисторов, так же как и другие схемы их включения. Благодаря своим преимуществам перед электронными лампами (малые габаритные размеры, большие КПД и срок службы, отсутствие накаливаемого катода (поэтому потребление меньшей мощности), отсутствие необходимости в вакууме и т. д.) транзистор совершил революцию в области электронных средств связи и обеспечил создание быстродействующих ЭВМ с большим объемом памяти.

ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ

1. Составьте логическую схему базы знаний по теме юниты.

2. Расставьте хронологически персоналии, приведенные в тексте. Укажите их вклад в развитие квантовой статистики и зонной теории.

3. Приведите примеры использования понятий и законов квантовой статистики и зонной теории в науке и технике.

ТРЕНИНГ УМЕНИЙ

1. Пример выполнения упражнения тренинга на умение 1

Задание

В качестве примеси в германий ввели фосфор. Каким типом проводимости будет обладать полученный образец?

Решение

№ п/п	Алгоритм	Конкретное соответствие данной ситуации предложенному алгоритму
1	Определить собственный или примесный полупроводник	Так как в полупроводник ввели примесь – это примесный полупроводник
2	Для примесного полупроводника определить валентность примеси	Валентность фосфора – V
3	Сделать вывод о типе проводимости	Образец будет обладать электронным типом проводимости

Задания для самостоятельного решения

1. В качестве примеси в германий ввели галлий. Каким типом проводимости будет обладать полученный образец?

2. В качестве примеси в германий ввели мышьяк. Каким типом проводимости будет обладать полученный образец?

3. В качестве примеси в германий ввели индий. Каким типом проводимости будет обладать полученный образец?

Изд. лиц. ЛР № 071765 от 07.12.1998
Казахстанско-Российский университет
Объем 4,5 п.л. Тираж 324
